

当代天体物理及相关物理前沿

——贺陆琰教授七十华诞

赵刚 戴子高 主编



中国科学技术出版社

当代天体物理及相关物理前沿

——贺陆埏教授 70 华诞

赵 刚 戴子高 主编



中国科学技术出版社

· 北 京 ·

图书在版编目(CIP)数据

当代天体物理及相关物理前沿: 贺陆埃教授 70 华诞/赵刚, 戴子高主编. —北京: 中国科学技术出版社, 2005.7

ISBN 7-5046-4107-3

I. 当… II. ①赵… ②戴… III. 天体物理学-文集 IV. P14-53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 076207 号

中国科学技术出版社出版

北京市海淀区中关村南大街 16 号 邮政编码: 100081

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

北京长宁印刷有限公司印刷

*

开本: 787 毫米×1092 毫米 1/16 印张: 15.75 字数: 450 千字

2005 年 8 月第 1 版 2005 年 8 月第 1 次印刷

定价: 68.00 元

当代天体物理及相关物理前沿研讨会



参加“当代天体物理及相关物理前沿研讨会”的代表集体合影。2002年5月摄于南京钟山宾馆



学术会议左半会场



学术会议右分会场



南京大学戴子高教授致开幕词（杨永田摄）



美国麻省理工学院E. Lomon教授作学术报告
(杨永田摄)



美国麻省理工学院郑洪教授作学术报告 (杨永田摄)

理论物理研究所戴元本院士作学术报告
(杨永田摄)



清华大学李惕碚院士作学术报告 (杨永田摄)



香港大学郑广生教授作学术报告 (杨永田摄)



南京大学陆埃教授作学术报告 (杨永田摄)



上海天文台景益鹏教授作学术报告 (杨永田摄)



紫金山天文台刘庆忠教授作学术报告 (杨永田摄)



清华大学张双南教授作学术报告 (杨永田摄)



紫金山天文台常进教授作学术报告



云南天文台王建成教授作学术报告



上海天文台束成钢教授作学术报告

国家天文台陆烨博士作学术报告



国家天文台胡景耀教授作学术报告



北京师范大学李宗伟教授作学术报告

北京师范大学刘汉潮教授
作学术报告



北京天文馆馆长朱进博士作学术报告



高能物理研究所茅广军博士作学术报告



国家天文台韩金林教授作学术报告



北京师范大学杨志良教授作学术报告



华中师范大学郑小平教授作学术报告



上海天文台林伟鹏博士作学术报告



北京大学徐仁新教授作学术报告（杨永田摄）



原子能科学研究院白希祥教授作学术报告



高能物理研究所张新民教授作学术报告



广州大学樊军辉教授作学术报告



高能物理研究所谭有恒教授作学术报告



南开大学申虹教授作学术报告



高能物理研究所厉光烈教授作学术报告



上海交通大学徐海光博士作学术报告



云南天文台韩占文教授作学术报告 (杨永田摄)



南京师范大学须重明教授作学术报告



中国科技大学王挺贵教授作学术报告 (杨永田摄)

内蒙古大学罗辽复教授在闭幕式上发言



北京大学吴学兵教授作学术报告 (杨永田摄)



国家天文台赵刚教授致闭幕辞

恭贺陆琰教授七十华诞



左起戴元本、何泽慧、周精玉、陆琰、李惕碚、周又元



陆琰教授在切蛋糕



清华大学李惕碛院士致辞

南京大学王凡教授致辞



高能物理研究所何泽慧院士致辞





理论物理研究所戴元本院士致辞



上海交通大学尤峻汉教授致辞

许伯威、尤峻汉、黄克谅、乔国俊





张肇西、宗红石、
厉光烈、赵恩广

须重明、胡景耀、王建成



王建成、韩占文、
樊军辉、束成钢



上海科技出版社吴智仁社长致辞，苏州大学晏世雷教授与陆埏交谈

紫金山天文台戴新书记致辞



南京大学刘林教授致辞





陆琰、周精玉、戴元本等碰杯



陆琰夫人周精玉发言

南京大学唐玉华教授致辞



张序余、邢定钰、
戴新、李宗伟



南京大学方成院士致辞



与9位已获博士学位的学生合影



陆焱与赵刚碰杯

右：刘桂霞；
后：李宗伟、张双南、
赵刚、郑小平





陆琰与李红、李向东交谈

何泽慧先生在与罗辽复、
许伯威、陆琰等交谈



北京大学当年同班同学间交谈



宋黎明、冯珑珑、
韦大明、戴子高、
厉光烈、赵刚、
赵恩广



南京大学天文系的研究生们



北京大学吴学兵教授致辞



何泽慧先生与陆琰夫人周精玉在一起

陆琰和他的北大同学：
左起许伯威、邓雨生、罗辽复、陆琰、
杨国琛、吴俊恒、王凡、谢英





王建成、陆琰、樊军辉、韩占文



严俊与朱进在表演魔术



与上海科技出版社的同志合影：伍唐生、潘友星、陆琰、吴智仁、周精玉



李宗伟、郑广生、周又元、陆焱、李惕碚



卢炬甫、陆焱、张家铝、周又元、曹新伍、周精玉



刘林、尹陵珊、李红



赵恩广、白希祥、茅广军



与北京的一些研究生等合影



胡景耀、樊军辉、郑广生



陆埏致谢辞

周又元、罗辽复、郑广生





宫一忠、唐和森、谷正海、刘庆忠



郑小平、覃一平、屈进禄等



陆琰与严俊、赵刚合影



云南天文台韩占文教授致辞



《科学时报》记者杨永田先生致辞



陆琰与张序余等交谈

陸增教授七十壽

清石家志長壽

幽徑入曲路未坦

月水山之峰之迹雲

驚嘆已七十

壬午年春

何香濤



何香濤教授題詩

前 言

2002 年是值得庆祝的一年, 因为是南京大学建校 100 周年, 又正逢陆埏教授 70 大寿。年初, 陆老师的许多朋友和学生都希望能欢聚一堂, 为他庆贺生日, 于是物理系的王凡教授、紫金山天文台的韦大明、天文系的黄永锋和我作为地方组织委员会 (LOC) 开始着手筹备一个学术会议, 取名为“当代天体物理及相关物理前沿研讨会”。取这个会名有两个原因: 一是陆老师曾经 (1978 年之前) 从事粒子物理和核物理的研究, 在那艰苦的条件下、动乱的年代里, 他和合作者仍然做出了相当多有创新甚至处于国际前沿的工作, 在物理学界享有盛誉, 许多物理学家和朋友想参加这个会议。第二, 陆老师的研究领域从 20 世纪 80 年代初开始转向天体物理, 方向包括宇宙学、中子星 (奇异夸克星)、脉冲星、伽玛射线暴等。这些方向既有高潮迭起的观测发现, 又与物理前沿 (粒子物理、核物理等) 直接相联。近 20 年里陆老师所领导的研究小组在这些方向做出了出色的工作, 尤其在伽玛暴和奇异星等方面发表了一批国际上先驱性的研究成果。许多天文学家、物理学家想利用这个会议交流和讨论天体物理的前沿问题, 并庆祝陆老师 70 岁生日。另外, 德高望众的何泽慧老先生也希望亲临会议。第一轮通知发出后, LOC 就收到 100 多封参加会议的回执。在南京大学领导的安排下, 这个研讨会也成为学校百年校庆的系列学术活动之一。

研讨会于 2002 年 5 月 23~25 日在南京钟山宾馆举行, 会议真是“群贤毕至, 少长咸集”。由于时间关系, SOC 安排了大约 50 个口头报告, 许多很好的报告只能列为墙报。正如我在会议即将结束时所作的总结那样, 整个会议可以用 1 到 9 这九个数来概括: 一条主线, 该会议庆祝陆老师 70 大寿。许多报告人都兴致勃勃地回忆当年他们与陆老师的故事和友情, 故事娓娓动听, 友情地久天长; 他们还高度评价陆老师在为人、科研、教书、育人等方面的成就。两大领域, 会议讨论了当代天体物理和相关物理这两个领域的前沿问题。尽管这两个领域在尺度上从 Gpc 到费米相差 41 个量级, 而在时间上从 Hubble 时标到强子时标 10^{-24} 秒也相差 41 个量级, 但是它们的物理本质都是一样的, 所以会议通过不同领域专家的报告使得前沿知识发生碰撞而擦出火花。三天会议, 会议安排紧张有序, 其中只有半天时间游中华门, 观夫子庙。四海嘉宾, 到会代表来自全国许多研究单位。五位院士, 与会嘉宾包括何泽慧先生等五位院士。六朝古都, 会议地点选在紫金山脚下的金陵, 这让嘉宾既能遥望“宇宙重净苍穹美”, 又能欣赏“风吹柳花满店香”。七上八下, 由于安排和接待不周, LOC 总是担心会议不能圆满完成, 然而何老先生的毅力、陆埏教授的魅力以及学术报告的引力使得 LOC 的担心多余。九个弟子, 陆老师的博士生按毕业时间先后顺序有冯珑珑、赵永恒、赵刚、戴子高、宋黎明、韦大明、黄永锋、王祥玉、马忠祥。

会议结束后, LOC 和冯珑珑、赵刚、赵永恒等一起讨论了文集事宜。文集内容包括伽玛暴和余辉、致密星和高能辐射、恒星物理等, 并精选了部分会议图片。内蒙古大学物

理系的罗辽复教授为祝贺陆老师 70 大寿而写的文章“数风流人物，还看今朝”，描绘了他和陆老师的友谊、合作，也道出了他们的理想：“无求而大求，无为而大为，自我完善，自得其乐”。陆老师的夫人周精玉教授写的文章“路”，既让我们了解他们伉俪相爱的一生，又让我们体会他们“宝剑锋从磨砺出，梅花香自苦寒来”的心情。陆老师的“自述”告诉我们他的人生历程：“既经历过雪封冰锁的寒冬，又经历过暴风骤雨的炎夏，当然也有春华秋实的季节”，以及他的宝贵经验：“无论做什么，首先在于做人”；“人生总是在不断地奋斗，不断地进取”。

会议得到南京大学领导、天文系领导的大力支持，会务工作得到徐克强、尹陵珊两位老师的帮助；编辑本文集是 LOC 和赵刚、冯珑珑等人一起完成的，并得到陆老师的支持和指导。在此，一并向他们表示衷心感谢！

我有幸于 1989 年认识陆老师，当时他到我读硕士的上海原子核研究所做《中子星物理和宇宙学》的讲座，为期半个月。在讲座中，他侃侃而谈，从中子星到脉冲星再到宇宙学，一个个陌生而新鲜的名词被他娓娓道来，如数家珍。我被他的讲座深深地吸引了。讲座之余，我陪陆老师散步，听他讲天文学家和物理学家的故事，给我以深深的印象，并受到启迪和教益。我以前没有接触过天文，最初的天文知识全部来自于那半个月的熏陶，陆老师用物理知识（包括原子核物理）去分析天文的思路也让我对从事天文研究充满了向往。1990 年秋，我来到南京大学天文系攻读博士学位，由此迈出了人生的关键一步。从读博士到现在，我一直得到陆老师的教诲，这些给我以前进的动力。最后，让我以陆埏院士在“自述”中的话来作为本文的结束语：人生应该是“活到老，学到老，奋斗到老”。

戴子高（2005 年初春于南京大学）

前言

2002 年是值得庆祝的一年，因为陆埏教授正逢 70 大寿，也是南京大学建校 100 周年。陆老师是国内外知名的天体物理学家，在为人、科研、教书、育人等方面均被人称道。年初，陆老师的许多朋友和学生都希望能欢聚一堂，为他庆贺生日，于是物理系的王凡教授、紫金山天文台的韦大明、天文系的黄永锋和我作为地方组织委员会（LOC）开始着手筹备一个学术会议，取名为“当代天体物理及相关物理前沿研讨会”。取这个会名有两个原因：一是陆老师曾经（1978 年之前）从事粒子物理和核物理的研究，在那艰苦的条件下，他与合作者仍然做出了不少有创新甚至处于国际前沿的工作，在物理学界享有盛誉，许多物理学家和朋友想参加这个会议。第二，陆老师的研究领域从 20 世纪 80 年代初开始转向天体物理，方向包括宇宙学、中子星（奇异夸克星）、脉冲星、 γ 射线暴。这些方向既有高潮迭起的观测发现，又与物理前沿（粒子物理、核物理等）直接相联。近 20 年里陆老师所领导的研究小组在这些方向做出了出色的工作，尤其在 γ 暴和奇异星等方面发表了一批国际上先驱性的研究成果。许多天文学家、物理学家想利用这个会议交流和讨论天体物理的前沿问题，并庆祝陆老师 70 岁生日。另外，德高望众的何泽慧老先生也希望亲临会议。第一轮通知发出后，LOC 就收到 100 多封参加会议的回执。在南京大学领导的安排下，这个研讨会也成为学校百年校庆的系列学术活动之一。

研讨会于 2002 年 5 月 21~23 日在南京钟山宾馆举行，会议真是“群贤毕至，少长咸集”。由于时间关系，LOC 安排了大约 50 个口头报告，许多很好的报告只能列为墙报。正如我在会议即将结束时所做的总结那样，整个会议可以用 1 到 9 这九个数来概括：一条主线，该会议是为了庆祝陆老师 70 大寿而开的。许多报告人都兴致勃勃地回忆当年他们与陆老师的故事和友情，故事娓娓动听，友情地久天长；他们还高度评价陆老师在为人、科研、教书、育人等方面的成就。两大领域，会议讨论了当代天体物理和相关物理这两个领域的前沿问题。尽管这两个领域在尺度上从 Gpc 到费米相差 41 个量级，而在时间上从 Hubble 时标到 10^{-22} 秒相差 39 个量级，但是它们的物理本质都是一样的：四大相互作用，所以会议通过不同领域专家的报告使得前沿知识发生碰撞而擦出火花。三天会议，会议安排紧张有序，其中只有半天时间游古城墙，观夫子庙。四海嘉宾，到会代表来自全国许多研究单位，甚至有来自美国麻省理工学院的 E. Lomon 教授和郑洪教授。五位院士，与会嘉宾包括何泽慧院士、戴元本院士、李惕碚院士、周又元院士、郑洪院士。六朝古都，会议地点选在紫金山脚下的金陵，这让嘉宾既能遥望“宇宙重净苍穹美”，又能欣赏“风吹柳花满店香”。七上八下，由于安排和接待不周，LOC 总是担心会议不能圆满完成，然而何老先生的毅力、陆埏教授的魅力以及学术报告的引力使得 LOC 的担心多余。九个弟子，陆老师的博士生按毕业时间先后顺序有冯珑珑、赵刚、赵永恒、戴子高、宋黎明、韦大明、黄永锋、王祥玉、马忠祥。我们 9 个人衷心祝愿何老先生健康长寿！衷心祝愿陆老师和师母健康长寿！

衷心祝愿与会嘉宾身体健康、工作顺祺！

会议结束后，LOC 和冯珑珑、赵刚、赵永恒等一起讨论了文集事宜。由于篇幅限制，我们只能挑选 31 篇学术论文，内容包括 γ 暴和余辉、致密星和高能辐射、恒星物理等，也精选了部分会议图片。内蒙古大学物理系的罗辽复教授为祝贺陆老师 70 大寿而写的文章“数风流人物，还看今朝”，描绘了他和陆老师的友谊、合作，也道出了他们的理想：“无求而大求，无为而大为，自我完善，自得其乐”。陆老师的夫人周精玉教授写的文章“路”，既让我们了解他们伉俪相爱的一生，又让我们体会他们“宝剑锋从磨砺出，梅花香自苦寒来”的心情。陆老师的“自述”告诉我们他的人生历程：“既经历过雪封冰锁的寒冬，又经历过暴风骤雨的炎夏，当然也有春华秋实的季节”，以及他的宝贵经验：“无论做什么，首先在于做人”；“人生总是在不断地奋斗，不断地进取”。

会议得到南京大学天文系领导、学校领导的大力支持，会务工作得到徐克强、尹陵珊两位老师的帮助；编辑本文集是 LOC 和赵刚、冯珑珑等人一起完成的，并得到陆老师的支持和指导。在此，一并向他们表示衷心感谢！

我有幸于 1989 年认识陆老师，当时他到我读硕士的上海原子核研究所做《中子星物理和宇宙学》的讲座，为期半个月。在讲座中，他侃侃而谈，从中子星到脉冲星辐射再到宇宙学，一个个陌生而新鲜的名词被他娓娓道来，如数家珍。我被他的讲座深深地吸引了。讲座之余，我陪陆老师散步，听他讲天文学家和物理学家的故事，给我以深深的印象，并受到启迪和教益。我以前没有接触过天文，最初的天文知识全部来自于那半个月的熏陶，陆老师用物理知识（包括原子核物理）去分析天文的思路也让我对从事天文研究充满了向往。1990 年秋，我来到南京大学天文系攻读博士学位，由此迈出了人生的关键一步。从读博士到现在，我一直得到陆老师的教诲，这些给我以前进的动力。最后，让我以陆垓院士在“自述”中的话来作为本文的结束语：人生应该是“活到老，学到老，奋斗到老”。

戴子高

2005 年 3 月 2 日于南京大学

文章 (Wang & Lu 1984) 就曾带着研究 γ 暴能源的动机。第二阶段我们的主攻方向还不在于 γ 暴方面, 但却一直关注着它, 并做过一些零散的研究, 可参见 (Cheng *et al.* 1995; Lu 1995; Wei *et al.* 1995) 诸文。小组成员戴子高访问香港大学时, 也曾与郑广生 (1996) 合作研究过 γ 暴的相变能源机制。

余辉被发现的信息我们知道得比较早, 在 1997 年 5 月得到了一份在意大利小岛 Elba 召开的国际会议的报道, 更加强了我们的重视。随后, 国际上快速传播 γ 暴信息的 GCN 网站开始筹建开通, 而我校的信息网络系统以及计算机设备也已初具规模。在此基础上, 我们决定全力投入到 γ 暴的研究中去, 而且充分利用了美国 Los Alamos 的预印本网站 arXiv: astro-ph。对于“余辉时代”的研究, 我们小组还算紧紧抓住了时代进程的脉搏, 完成了一批具有原创意义的工作。

二、γ 暴的主要观测特征

现在让我们先来讨论 γ 暴的一些主要观测特征 (Fishman & Meegan 1995):

1. 时间特征

持续时间 (记作 T) 很短, 一般只有几秒、十几秒、几十秒, 最长的不过几千秒, 最短的甚至只有几毫秒。波形复杂多样, 有的呈单峰结构, 有的呈多峰结构。光变时标 (记作 δT) 很短, 特别是上升时标很短, 往往只有毫秒, 甚至亚毫秒 (见图 1)。

按照持续时间的长短, 明显地有两种类型的 γ 暴。持续时间长于 2 秒的, 称为长暴; 短于 2 秒的, 称为短暴。短暴的能谱较硬, 长暴的较软。

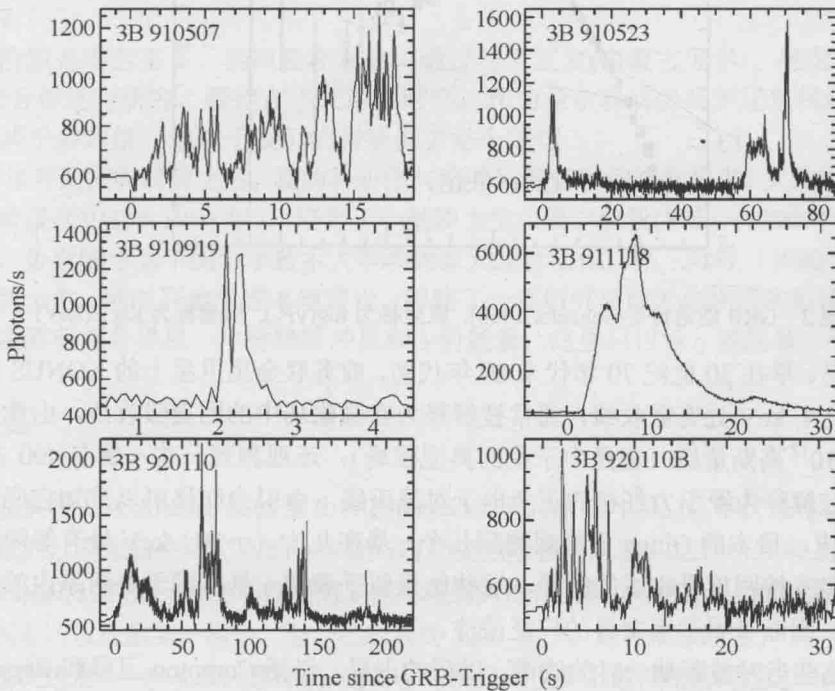


图 1 GRB 时间特征 (光变曲线) 例子 (Greiner, 1998: astro-ph/9802222)

2. 能量特征

γ 暴光子的典型能量范围在几十 keV 到几 MeV 之间, 高能端未见明显切断, 有的可以观测到 GeV、10 GeV 量级甚至更高能量的光子。能谱为非热辐射谱, 一般为幂律或分段幂律谱:

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right), \quad (\alpha - \beta)E_0 \geq E$$

$$= A \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}} \right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta, \quad (\alpha - \beta)E_0 < E$$

这个谱形(称 Band 谱)有三个参数, 即 α , β , E_0 。Band 谱可以很好地拟合 γ 暴的 γ 射线能谱, 但这些参数可以有比较大的弥散: $\alpha \sim (-1, -0.5)$ 、 $\beta \sim (-2, -3)$ 、 $E_0 \sim (0.1, 1) \text{ MeV}$ (Preece *et al.* 1998; Lloyd & Petrosian 2000)。有时, 人们也可用简单幂律谱

$$N(E)dE \propto E^{-\alpha}dE$$

来表示, 这里的幂指数 α 约为 1.8~2.0。观测能流大体在 $(0.1 \sim 10) \times 10^{-6} \text{ ergs/cm}^2$ 范围。图 2 所示为 GRB 910503 的能谱, 图中 F_v 为流量。

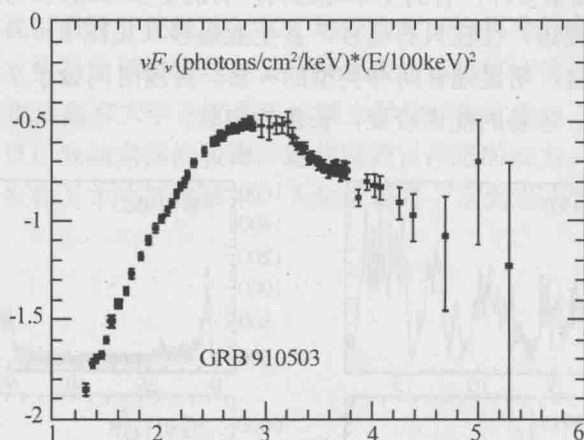


图 2 GRB 能谱特征(Schaefer 1998): 纵坐标为 $\log(vF_v)$, 横坐标为 $\log E(\text{keV})$

有趣的是, 早在 20 世纪 70 年代末 80 年代初, 前苏联金星卫星上的 KONUS 就观测到一些 γ 暴在几十 keV 处有吸收线, 通常被解释为在强磁场中的回旋吸收线, 由此推算出的磁场强度在 10^{12} 高斯量级(正是中子星的典型磁场); 还观测到一些 γ 暴在 400 多 keV 处有发射线, 被解释为经引力红移的正负电子对湮灭线, 由引力红移可以推知它应当是中子星。80 年代末, 日本的 Ginga 卫星观测到几个 γ 暴在几十 (~ 20) keV 处有等间距的双吸收线, 进一步支持回旋吸收线的解释。这些结果似乎表明 γ 暴起源于银河系内的磁中子星的局部过程, 因而吸引了天文界的广泛关注。

但是, 这些当时曾轰动一时的线谱, 以后的卫星, 包括 Compton 卫星和 BeppoSAX 卫星, 却再也没有观测到过。谱线到底是否存在, 至今没有得到令人信服的答案。

陆琰教授的人生历程



陆琰在工作(1988年)



父亲陆增祥



母亲谭娟



陆焱与周精玉结婚于长春防化学院(1966年)



陆焱在中学时代



工作于长春防化学院
期间

长子陆轻锂(左)、女儿陆轻铍(中)、次子陆轻铀(右), 摄于南京家里(1998)





在北京大学读书时(1956年): 课外活动, 打乒乓球



这是在南京电讯仪器厂工作时工作证上的照片(1969年)



在北京大学读书时(1957年):
宿舍里

在北京大学读书时(1955年): 每学期考试完毕,
总要到颐和园昆明湖去划一次船





1978年参加全国科学大会的部分南京市代表，
左4为石坚，右2为陆琰



摄于美国芝加哥大学费米塔(象征核爆炸的蘑菇状烟云)旁(1980年)

1980年与北京师范大学刘辽摄于美国普林斯顿大学的爱因斯坦故居前



陆琰与北大同学罗辽复出席1978年全国科学大会，在下榻的宾馆里作学术讨论



1984年出席第六届全国人民代表大会期间摄于北京人民大会堂



出席全国人民代表大会期间参观天安门城楼

1986年5月在南京大学召开的国际天文联合会(IAU)第125次研讨会“中子星起源与演化”的开幕式上致辞



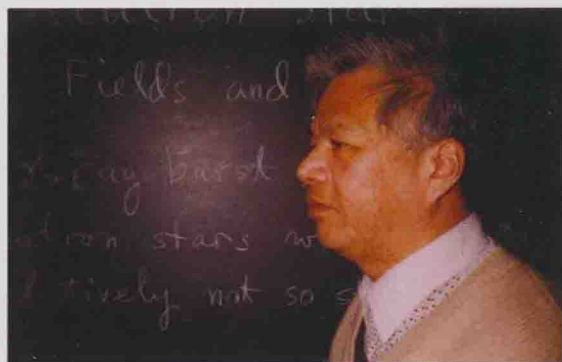
1985年11月出席在印度新德里召开的国际天文联合会(IAU)第19届大会,期间由第125次IAU研讨会“中子星起源与演化”的科学组织委员会(SOC)主席D. Helfand为该研讨会筹备工作召集部分委员举行的午餐会,后面左边为王绶琯,右边为D. Helfand





1986年圣诞节，意大利国际理论物理中心主任、诺贝尔奖金获得者萨拉姆(A. Salam)，举行招待会期间，与陆琰、张永德合影

1986年3月与老师、北京大学教授
虞福春合影于南京大学

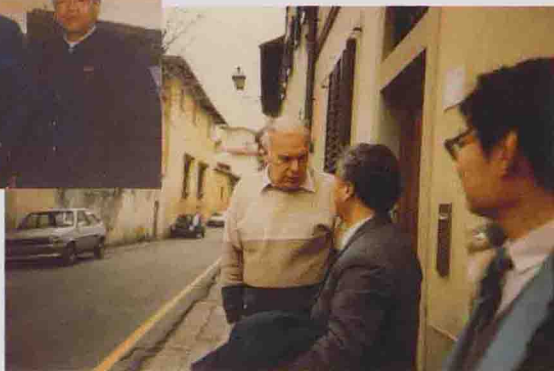


1986年访问意大利国际理论物理中心：
学术讨论

1986年与D.W. Sciama合影于意大利
Trieste 城的国际高级研究生院



1986年出席江苏物理学会年会期间与魏荣爵院士(右2)、冯端院士(左2)等合影于镇江焦山



1987年2月访问意大利佛罗伦萨城 Arcetri 天文台时与台长 F. Pacini 和北京师范大学的史天一合影于伽利略故居前



1986年6月访问日本时，参观了日本在发射前的 Ginga 卫星，一个观测研究 X 射线辐射的天文卫星(与 H. Inoue 合影)



参加北京天文台的“216”工程(2.16米口径大望远镜建设)奠基仪式



1990年陆琰与吴健雄教授摄于美国纽约哥伦比亚大学普平物理楼前

1990年夏出席在美国新墨西哥州陶斯(Taos)城 Los Alamos γ 射线暴会议期间，陆琰(右1)与A.K. Harding(左1)、R.D. Preece(右2)等合影



1989年10月陆琰在中国科学院上海原子核研究所讲学，并作了关于宇宙学和中子星等方面共11个学术报告。



1992年,《吴健雄和袁家骝文集》编委会成员与吴健雄和袁家骝在一起。前排右2、左2为吴健雄和袁家骝,右1、左1为文集主编冯端和陆琰,后排为文集编委,左起方杰、夏元复、沙振舜、秦涛、包世同



1992年2月在海南岛全国天体物理研讨会期间正值陆琰60岁生日,这是生日晚宴照片



(左起)罗辽复、陆琰、杨国琛曾长期通信合作高能物理,这是1992年2月在海南岛举行的全国天体物理研讨会期间合影的照片



1992年在吴健雄的学术报告会后与她交谈,中部左黄昆、陆琰、冯端,中部右吴健雄、袁家骝



1995年陆琰(中)与蒋树声校长(左1)、朱建新(右1)摄于香港大学



王淦昌与陆琰摄于北京国际核物理大会期间(1995年)

1995年陆琰与诺贝尔奖获得者S.L.Glashow合影于南京大学



1995年(左起)罗辽复、陆琰、王凡、诺贝尔奖获得者丁肇中、许伯威合影于汕头首届全球华人物理学家大会

1995年(左起)杨国琛、
陆琰、诺贝尔奖获得者
杨振宁以及罗辽复、许
伯威合影于汕头首届全
球华人物理学家大会



1995年,(左起)戴光曦、罗辽复、陆琰、王凡、诺贝尔奖获得者李政道以及许伯威、杨国琛合影于首届全球华人物理学家大会,于广东汕头市



1995年,罗辽复(左1)、陆琰(左2)、
许伯威(右2)、王凡(右1)与老师周
光召(中)教授合影于首届全球华人
物理学家大会,于广东汕头市



1999年陆琰与德国Max Planck学会的Boerner摄于乌鲁木齐天文观测站南山站25米射电天线旁



摄于1998年出席呼和浩特张衡天体物理学术研讨会期间：左起：陆琰、邓祖淦、何泽慧、刘永镇、张家铝、尤峻汉、李惕碛

1997年与诺贝尔奖获得者Mössbauer合影于南京状元楼(左起：女儿陆轻铱、陆琰、Mössbauer、夫人周精玉)：元素铱有两种天然同位素Ir-191和Ir-193，轻铱指轻的铱同位素，即Ir-191，它是Mössbauer发现其效应所用的同位素，而陆琰发表的最早(1962年)的一篇论文就是关于Mössbauer效应的。



1996年陆琰与他的学生(后左起)赵永恒、赵刚、冯珑珑摄于香山会议期间(杨永田摄)



1997年10月陆琰65岁时爬上黄山始信峰



2000年陆琰与诺贝尔奖获得者杨振宁
摄于南京大学

2001年南京 γ 射线暴研究小组与来访的美国纽约州立大学R.A.M.J. Wijers博士合影于南京大学





2001年,南京 γ 射线暴研究小组成员在一起讨论研究计划和研究课题,
左起:王祥玉、黄永锋、韦大明、戴子高、陆埏



20多年来,每年元旦陆埏总是邀请他的所有学生到他家吃饺子,大家自己动手包饺子。这是2001年元旦学生们在他家包饺子的情形。



2002年摄于中国天文学会年会期间(左起:
闵铁军、李成、韦大明、陆埏)

每周一次与研究生在一起的学术研讨活动





2002年陆琰、夫人周精玉与部分学生和学生的学生合影于“当代天体物理及相关物理前沿研讨会”期间



2002年陆琰、夫人周精玉与所培养的九位博士合影于“当代天体物理及相关物理前沿研讨会”期间



过年时几位老同志在一起聚聚（左起：陆琰、章振大、秦志海、李晓卿、彭秋和、容建湘）



2002年参加在云南召开的“张衡天体物理研讨会”期间，陆埏教授与夫人周精玉摄于云南鲁布革小三峡



2003年恒星物理研讨会期间，与卢炬甫(左1)、周又元(左2)、黄润乾(左3)合影于云南西双版纳



2004年获国家自然科学奖二等奖(奖状见左上角),全体获奖人合影[后排右1戴子高、前排左1陆埏(现在南京中国科学院紫金山天文台)、前排右1郑广生(香港大学物理系教授)、后排左1黄永锋、后排左2王祥玉]。



目 录

γ 射线暴

- γ 射线暴与余辉研究的回顾与展望.....陆 焱 (1)
- γ 暴的介质和余辉戴子高 (25)
- γ 暴时域功率密度谱与光度的强相关杨翌宇, 宋黎明, 申荣锋, 等 (36)
- 弯曲能谱对 γ 暴余辉光变曲线的影响韦大明, 陆 焱 (44)
- γ 射线暴的 GeV 高能辐射模型.....王祥玉 (52)
- 失败的 γ 射线暴和孤立余辉黄永锋, 戴子高, 陆 焱 (58)
- Vacuum Discharge Caused by the Strong Interactions in Dense Matter as a Major Source
of γ -ray Bursts.....G.Mao, S. Chiba, W. Greiner, K. Oyamatsu (63)

致密天体及高能辐射

- 高能辐射的时间尺度谱李惕碛 (70)
- Inclination Angles of Black Hole X-ray Binaries Manifest Strong Gravity around
Black HolesS.N. Zhang, Xiaoling Zhang, Yangsen Yao (77)
- 反常 X 射线脉冲星的吸积盘模型陆 焱, 郑广生 (84)
- Sub-TeV γ 天文及羊八井实验.....谭有恒 (88)
- 利用羊八井加密空气簇射阵列寻找来自壳型超新星遗迹 40.5–0.5 的 TeV
 γ 射线发射.....张吉龙 (106)
- Properties of Cloudy Bag Strange Stars.....K.S.Cheng (111)
- 奇异夸克物质与奇异星.....徐仁新 (124)
- 奇异星体粘滞与极限旋转周期.....郑小平, 杨书华 (130)
- 新生中子星: 磁场及其转动效应.....袁业飞 (137)
- 相对论状态方程及其在天体物理中的应用.....申 虹 (143)
- Gravitomagnetism and the Berry Phase of Photon in a Rotating Gravitational Field
.....Feng Long Long (146)
- 空间变源监视器 (SVOM): 一个天文微小卫星的建议.....胡景耀 (154)

星系和宇宙学

- Ia 超新星: 暴发模型与宇宙学.....李宗伟, 王晓峰, 陈 黎 (158)
- 宇宙磁场: 探测手段和主要结果.....韩金林, 门 慧, 孙晓辉 (165)
- 用高分辨数值模拟研究小质量暗晕的形成.....林伟鹏 (173)

活动星系核中心黑洞质量的研究·····	吴学兵 (178)
Ratio of the Jet to the Unbeamed Luminosities for Blazars·····	樊军辉 (184)
星际脉泽的激发机制·····	刘汉溯, 孙 锦 (188)
互联网时代的天文学革命——虚拟天文台·····	赵永恒 (194)

恒星物理

有行星系统恒星的丰度分析·····	赵 刚, 陈玉琴 (202)
关于某些 Be 星中近红外辐射和光学辐射差异的解释·····	刘庆忠 (206)
激变变星与 AM CVn 星的形成·····	P. Podsiadlowski, 韩占文, Saul Rappaport (211)
AGB 星演化过程中的元素核合成*·····	张妙静, 张 波, 厉光烈 (215)
高电离态原子的 β 衰变及其天体物理意义·····	白希祥 (226)

附录

数风流人物, 还看今朝。——贺陆埏 70 华诞为天体物理会议写·····	罗辽复 (235)
路·····	周精玉 (239)
自述·····	陆 埏 (243)
陆埏教授历史照片选	

γ 射线暴与余辉研究的回顾与展望

陆 埏

(南京大学天文系 南京 210093)

首先,感谢组织委员会组织这次盛大的会议,感谢与会者从四面八方来到这里同时给我很高的荣誉。特别是德高望重的何泽慧老先生也亲临指导,使我十分感动。

时间过得真快,转眼已是 70 岁了。回顾往昔,在北京大学读书的四年给我留下了深刻的印象,以后主要是在高等学校从事教学和科研。我的科研工作大体上分为两个阶段:前一阶段,主要是与北京大学的老同学罗辽复、杨国琛合作,研究粒子物理理论;后一阶段,1978 年调到南京大学天文系后,转而研究天体物理,主要是高能天体物理和致密星物理的研究。

前一阶段是艰苦奋斗。当时我在东北,通过与罗辽复(内蒙古大学)、杨国琛(河北工业大学)通信合作进行研究。即使在“文革”时期,作为业余科研仍与罗辽复保持通信合作。一共通了两千多封信,这对于我们的科研能力是个锻炼。

1982 年开始招收研究生后,我的科研便与培养研究生密切结合起来。大体上可分三个阶段:第一阶段(1982~1986 年),培养了一批硕士生;第二阶段(1986~1990 年),培养了一批博士生,分别输送到中国科学技术大学和国家天文台工作;第三阶段(1990~2002 年),继续培养博士生,同时开始考虑本地建设,组建了一支研究高能天体物理和致密星物理的科研队伍,主要研究奇异星、 γ 射线脉冲星和 γ 射线暴。这里只讨论 γ 射线暴(简称 γ 暴)。

一、引言

γ 暴是美国 Los Alamos 实验室 R.W.Klebesadel 等人在 20 世纪 60 年代进行核爆炸监测时无意中发现的,是来自宇宙空间的 γ 射线短时标突然增强的现象。这些结果到 1973 年才公开发表(Klebesadel, 1973)。 γ 暴并不是偶然才能观测到的稀有现象。只要有适当的卫星在进行观测,差不多每天都可以观测到一两个。至今已观测到 3000 多个。这种现象经过了 30 多年的研究,虽已取得重大进展,一些基本问题却仍未解决,依然是天文学上最神秘的问题之一(van Paradijs *et al.* 2000; Mészáros 2002; Lu 1999,2000; Cheng & Lu 2001; Lu & Dai 2001; Wang, Dai, Lu 2002)。

γ 暴研究经历了三个阶段: ①1967~1991 年间, 主要是积累数据和能谱研究; ②1991~1997 年间, 主要是 Compton 卫星的 BATSE 仪器观测到 γ 暴高度各向同性的空间分布; ③1997 年 BeppoSAX 卫星首次成功地且精确地确定出了 γ 暴的位置, 使它以及随后的光学望远镜、射电望远镜相继发现了 γ 暴的 X 射线(Costa *et al.* 1997)、光学(van Paradijs *et al.* 1997)和射电(Frail *et al.* 1997)余辉, 确切证实这些 γ 暴源处在宇宙学距离上, 使 γ 暴研究获得迅速发展, 1997 年和 1999 年两度选入全世界十大科技成就之列。

第一阶段虽然历时 20 余年, 却因为缺乏 γ 暴源的距离信息, 研究进展十分缓慢。我曾于 1990 年出席在美国新墨西哥州的 Taos 城召开的 Los Alamos 的 γ 暴学术研讨会(见会议文集, C. Ho, R.I. Epstein, E.E. Fenimore 编, 1992)。这次会议是在日本的 Ginga 卫星获得一批有趣结果和在美国的 Compton γ 射线天文卫星(简称 CGRO)即将发射之际召开的。Ginga 卫星最吸引人的结果是它发现了 γ 暴低能端的等间距双吸收线结构(Murakami *et al.* 1988)和 X 射线尾巴的准热谱性质(Yoshida *et al.* 1989)。前者支持了早年 E.P. Mazets 等人(1981)观测到的回旋吸收线的结果; 后者可据温度值和中子星的发射区面积, 估算出 γ 暴源的距离。两者均支持 γ 暴起源于银河系内磁中子星表面局部过程的观点, 形成了当时会议的主旋律。D.Q. Lamb 为会议所做的理论工作总结中阐述了这个情况。B. Paczynski 报告了 γ 暴的宇宙学起源的观点[Paczynski(1986)和 Goodman(1986)最早研究 γ 暴的宇宙学起源], 会上很少有人响应, 是明显的少数派。

会议后的第二年, CGRO 卫星成功升空, 其上的仪器 BATSE 对 γ 暴所做出的观测却奏响了完全不同的调子, 开辟了 γ 暴研究的第二个阶段(Fishman & Meegan 1995; Lu 1995)。最主要的观测结果是: γ 暴源的空间分布是高度各向同性的, 但径向分布却呈现愈弱(愈远)愈少的倾向, 明显地不支持 γ 暴是银河系内中子星局部过程, 而支持它们是宇宙学范围的现象。而且, 与 Ginga 卫星不同, BATSE 没有观测到过回旋吸收线和 X 射线尾巴的准热谱特征(尽管这一矛盾至今并无令人信服的解释)。不过, BATSE 的结果并不排除 γ 暴源处于银河系遥远的暗晕中的可能。正是这一点, 导致了历时多年的以 Paczynski 为代表的宇宙学距离派和以 Lamb 为代表的银河系暗晕派之间的大辩论。这可以说是 20 世纪天体物理的第三次大辩论。这里, 第一次是指 20 世纪 20 年代关于“旋涡星云”是河内星云还是河外星系的 H. Shapley 和 H.D. Curtis 之间的大辩论, 辩论的结果使人们走出银河系, 开拓了星系世界; 第二次是指 20 世纪 60~70 年代围绕类星体巨大红移起因的辩论, 实际上也是类星体距离的河内—河外之争, 辩论的结果将人们的视野推向宇宙的“边缘”。这两次辩论都是星系层次的事, 而第三次则是恒星层次的事。

自从意大利—荷兰卫星 BeppoSAX 发现 GRB 970228(即 1997 年 2 月 28 日观测到的 γ 暴), 成功地给以精确定位, 并发现了它的 X 射线余辉以来, 至今已有几十个 γ 暴观测到多波段余辉(X 射线、光学、射电), 测定了它们的红移, 从而确认了它们的宇宙学距离。余辉的发现导致了 γ 暴研究的突飞猛进, 为之开辟了一个新时代, 即“余辉时代”(van Paradijs *et al.* 2000)。这是 γ 暴研究的第三个阶段。显然, 正确的理论认识必须以宇宙学距离为基础。虽然在第二阶段期间, 宇宙学距离还没有完全确认, 但宇宙学距离的观点已经逐步上升。事实上, 成为今天标准模型的火球内外激波模型早在第二阶段就已经由 Mészáros 和 Rees (1993) 以及 Rees 和 Mészáros (1992, 1994) 提出来了。而且, 他们甚至还预言了余辉的存在。

我们小组在第一阶段就曾注意到 γ 暴的研究。1984 年我们关于奇异星振荡阻尼效应的

文章 (Wang & Lu 1984) 就曾带着研究 γ 暴能源的动机。第二阶段我们的主攻方向还不在于 γ 暴方面, 但却一直关注着它, 并做过一些零散的研究, 可参见 (Cheng *et al.* 1995; Lu 1995; Wei *et al.* 1995) 诸文。小组成员戴子高访问香港大学时, 也曾与郑广生 (1996) 合作研究过 γ 暴的相变能源机制。

余辉被发现的信息我们知道得比较早, 在 1997 年 5 月得到了一份在意大利小岛 Elba 召开的国际会议的报道, 更加强了我们的重视。随后, 国际上快速传播 γ 暴信息的 GCN 网站开始筹建开通, 而我校的信息网络系统以及计算机设备也已初具规模。在此基础上, 我们决定全力投入到 γ 暴的研究中去, 而且充分利用了美国 Los Alamos 的预印本网站 arXiv: astro-ph。对于“余辉时代”的研究, 我们小组还算紧紧抓住了时代进程的脉搏, 完成了一批具有原创意义的工作。

二、γ 暴的主要观测特征

现在让我们先来讨论 γ 暴的一些主要观测特征 (Fishman & Meegan 1995):

1. 时间特征

持续时间 (记作 T) 很短, 一般只有几秒、十几秒、几十秒, 最长的不过几千秒, 最短的甚至只有几毫秒。波形复杂多样, 有的呈单峰结构, 有的呈多峰结构。光变时标 (记作 δT) 很短, 特别是上升时标很短, 往往只有毫秒, 甚至亚毫秒 (见图 1)。

按照持续时间的长短, 明显地有两种类型的 γ 暴。持续时间长于 2 秒的, 称为长暴; 短于 2 秒的, 称为短暴。短暴的能谱较硬, 长暴的较软。

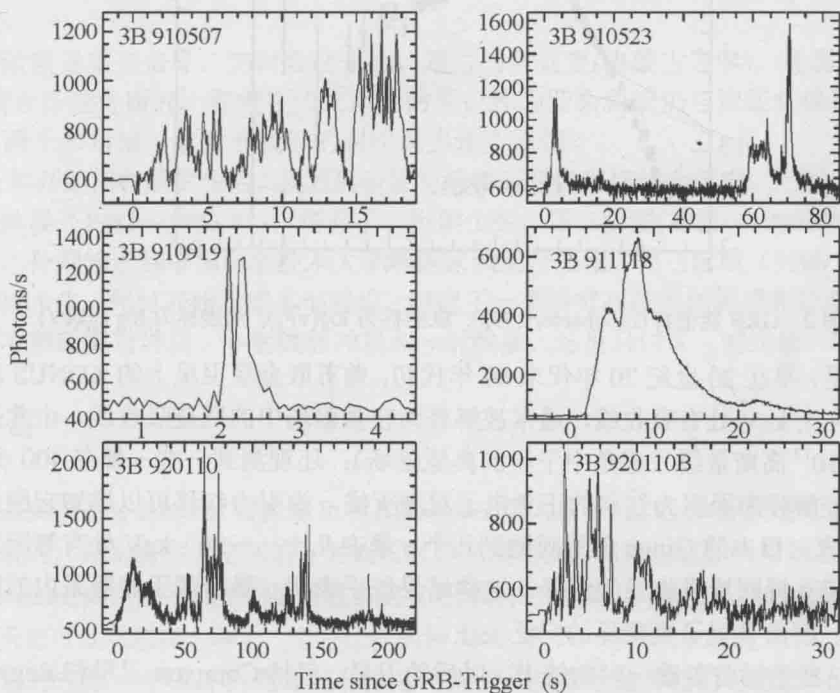


图 1 GRB 时间特征 (光变曲线) 例子 (Greiner, 1998: astro-ph/9802222)

2. 能量特征

γ 暴光子的典型能量范围在几十 keV 到几 MeV 之间, 高能端未见明显切断, 有的可以观测到 GeV、10 GeV 量级甚至更高能量的光子。能谱为非热辐射谱, 一般为幂律或分段幂律谱:

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right), \quad (\alpha - \beta)E_0 \geq E$$

$$= A \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}} \right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta, \quad (\alpha - \beta)E_0 < E$$

这个谱形(称 Band 谱)有三个参数, 即 α , β , E_0 。Band 谱可以很好地拟合 γ 暴的 γ 射线能谱, 但这些参数可以有比较大的弥散: $\alpha \sim (-1, -0.5)$ 、 $\beta \sim (-2, -3)$ 、 $E_0 \sim (0.1, 1) \text{ MeV}$ (Preece *et al.* 1998; Lloyd & Petrosian 2000)。有时, 人们也可用简单幂律谱

$$N(E)dE \propto E^{-\alpha}dE$$

来表示, 这里的幂指数 α 约为 $1.8 \sim 2.0$ 。观测能流大体在 $(0.1 \sim 10) \times 10^{-6} \text{ ergs/cm}^2$ 范围。图 2 所示为 GRB 910503 的能谱, 图中 F_ν 为流量。

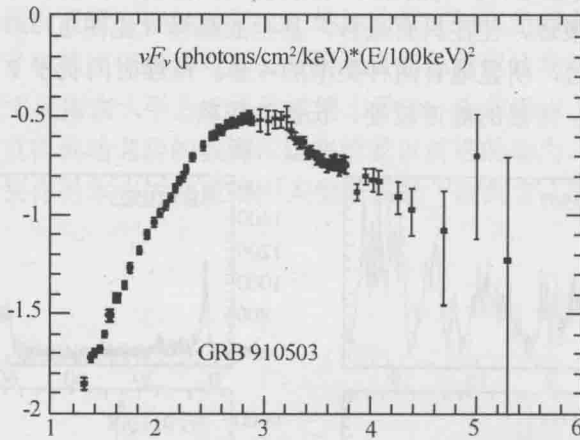


图 2 GRB 能谱特征(Schaefer 1998): 纵坐标为 $\log(vF_\nu)$, 横坐标为 $\log E(\text{keV})$

有趣的是, 早在 20 世纪 70 年代末 80 年代初, 前苏联金星卫星上的 KONUS 就观测到一些 γ 暴在几十 keV 处有吸收线, 通常被解释为在强磁场中的回旋吸收线, 由此推算出的磁场强度在 10^{12} 高斯量级 (正是中子星的典型磁场); 还观测到一些 γ 暴在 400 多 keV 处有发射线, 被解释为经引力红移的正负电子对湮灭线, 由引力红移可以推知它应当是中子星。80 年代末, 日本的 Ginga 卫星观测到几个 γ 暴在几十 (~ 20) keV 处有等间距的双吸收线, 进一步支持回旋吸收线的解释。这些结果似乎表明 γ 暴起源于银河系内的磁中子星的局部过程, 因而吸引了天文界的广泛关注。

但是, 这些当时曾轰动一时的线谱, 以后的卫星, 包括 Compton 卫星和 BeppoSAX 卫星, 却再也没有观测到过。谱线到底是否存在, 至今没有得到令人信服的答案。

3. 空间分布

1991 年, Compton 卫星上的 BATSE 观测到 γ 暴高度各向同性的空间分布 (见图 3); 但却不是均匀分布, 弱的源 (意味着远的源) 偏少。这也是一件十分轰动的事。其高度各向同性分布意味着 γ 暴不会是银河系内的天体, 因为银河系内天体集中在银道面上, 不会高度各向同性。因此, 这种分布支持 γ 暴处在宇宙学距离上。但是, 有一种观点认为, 如果 γ 暴处在银河系的暗晕 (远离银心的晕) 中, 还是可以给出近似各向同性分布的。从而, 形成了持续多年的大论战: γ 暴究竟是处在暗晕 (~ 100 kpc) 中的银河系天体, 还是处在宇宙学距离 (\sim Gpc) 上?

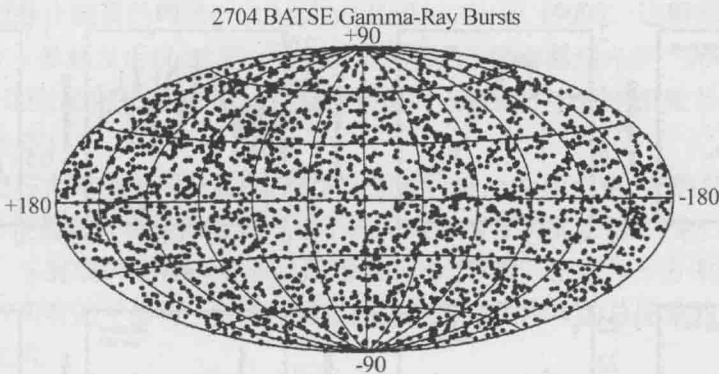


图 3 GRB 空间分布(<http://www.batse.msfc.nasa.gov/>)

γ 暴研究的困难在哪里? 最大的问题在于长期以来无法确定 γ 暴的距离。不知道距离, 就不知道光度以及所释放的能量, 等于一切均不知道。测定距离的困难在于: ① γ 暴的发生在时间上是随机的, 在空间上也是随机的, 无法事前做准备; ② γ 暴的持续时间很短, 无法做细致的后续观测研究; ③ γ 暴的辐射主要集中在 γ 射线波段, 而 γ 射线测量方位的精度是很低的。BATSE 测定 γ 暴方位的精度只有平方度的量级, 而在 1 平方度的天区范围内有许许多多其他天体, 无法确认哪一个已知距离的天体与 γ 暴成协。这些困难大大限制了 γ 暴研究取得进展。因此, 关键的问题在于提高对 γ 暴的定位精度。

三、余辉的发现

1996 年, 意大利—荷兰卫星 BeppoSAX 成功地发射升空。它能在较短的时间内对 γ 暴精确定位, 能在若干小时内精确定位到几十角秒。在这个小范围内, 天体为数已经不多, 变源自然更少, 使寻找 γ 暴的对应体成为可能。令人兴奋的是, 1997 年 2 月 28 日 BeppoSAX 观测到的一颗 γ 暴 (GRB970228), 在 γ 暴结束后 20 小时, 在其精确定位的误差范围内, 观测到了它的 X 射线对应体 (称为 γ 暴的 X 射线余辉) (Costa *et al.* 1997), 并且, 地面望远镜在 BeppoSAX 给出的精确定位范围内还观测到了光学对应体 (光学余辉) (van Paradijs *et al.* 1997)。至今, 已有几十颗 γ 暴观测到了余辉。大部分 γ 暴都有 X 射线余辉, 半数有光学余辉, 不少还有射电余辉 (Frail *et al.* 1997)。

余辉的规律性比 γ 暴本身要好得多, 光变曲线平滑得多。余辉强度随时间基本呈幂律

或分段幂律衰减:

$$F_{\nu}(t) \propto t^{-\alpha}$$

(F 表示余辉辐射的流量, ν 表示X射线、光学或射电等)。对于X射线波段,一般地, $\alpha = 1.1 \sim 1.6$; 对于光学波段, $\alpha = 1.1 \sim 2.1$ 。X射线余辉的可持续观测时间为若干天, 或若干星期; 光学(见图4)和射电(见图5)可达若干月, 有的甚至一年后还能观测到。余辉的能谱覆盖了很宽的波段范围, 包括X射线、光学, 甚至射电波段, 遵循分段幂律:

$$F(\nu) \propto \nu^{\beta}$$

这里, ν 表示辐射频率。不同波段可以有不同的谱指数 β 。

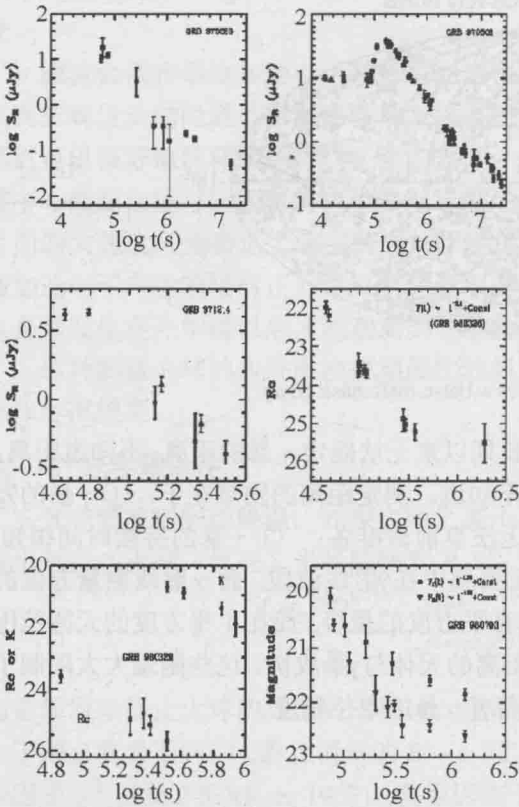


图4 光学余辉

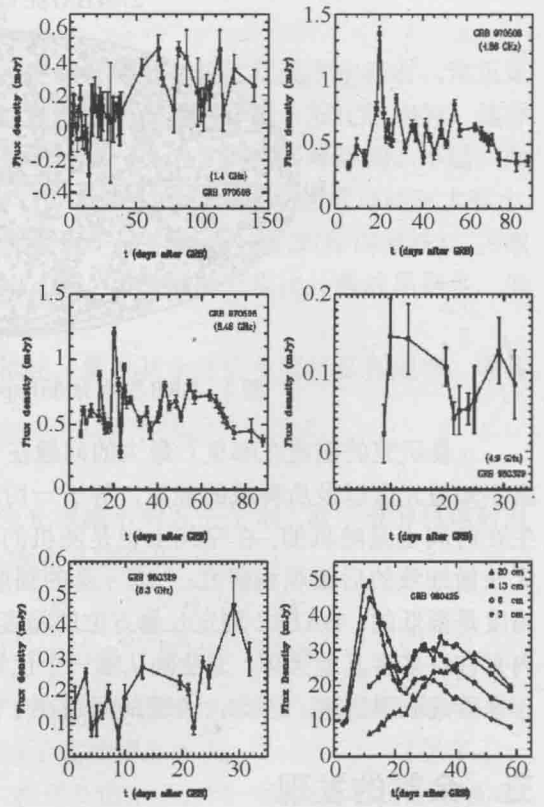


图5 射电余辉

对很多有余辉的 γ 暴, 测定了它们的寄主星系的红移。红移大多在1左右, 有的还可高达3.4甚或更高。从而确切地定出: 它们是在宇宙学距离上, $\sim \text{Gpc}$ 。如果辐射各向同性, 那么典型情况下, γ 射线总能量约为 $\sim (10^{51} \sim 10^{52}) \text{ ergs}$, 有的甚至更高达 10^{54} ergs 。

余辉的发现使 γ 暴的研究在三个主要方面取得了惊人的提高和改善: ①首先, 观测时间从 γ 暴的秒级延伸到了余辉的月甚至年, 扩大了百万倍, 甚至上千万倍; ②其次, 原先观测到的 γ 暴的光子能量下限约为若干 keV , 现在观测余辉的光子能量可以延展到若干 10^6 eV (在射电波段, $\sim \text{GHz}$), 能谱展宽了亿倍以上; ③再则, γ 暴的定位精度原只有约“度”的量级, 现在利用射电的长基线测量, 定位精度可以准确到“毫角秒”, 也提高了

百万倍。特别是观测到了若干余辉和寄主星系的谱线红移, 确认了这些 γ 暴源的宇宙学距离, 成果十分辉煌。

怎样从已经获得的观测事实来认识: 这是在什么样的天体上, 发生了什么样的过程? 它的规律又是怎样的? 它究竟在宇宙和天体的演化中扮演什么样的角色? 现在我们就来讨论, 从观测数据中怎样获取这些理论认识。

四、火球内外激波模型——γ 暴的标准模型

1. γ 暴是恒星级天体的现象

仅仅从毫秒级的光变 ($\delta T \sim 1 \text{ ms}$) 就可以推知, γ 暴源的尺度 (R) 一定小于 $c \delta T \sim 3 \times 10^2 \text{ km}$ (c 为光速), 因为更大天体各处发出的辐射到达观测者会有先有后而将快速光变抹平。对于这样小的天体, 即使是黑洞 ($R = 2GM/c^2$), 其质量 ($c^3 \delta T/2G$) 也一定小于 $100 M_\odot$ 。因此可以得到一个非常明确的结论: γ 暴是恒星级天体的现象, 而且该恒星应是致密恒星。

一方面 γ 暴源的空间尺度很小, 另一方面 γ 暴释放的能量又非常之大, 换句话说, 它必然涉及极高的能量密集于很小体积内的情形。这无疑应是一个高温火球, 达几百亿度。γ 暴及其余辉应当由此高温火球演化出来。

2. 火球模型

通常可以用“光深”(即光学深度)(记作 τ) 这个量来描写火球的性质, 它是火球尺度与光子碰撞自由程之比。这里, 碰撞指的是过程 “ $\gamma \gamma \rightarrow e^+e^-$ ”。一个观测能流为 F (单位面积流过的能量), 距离为 D (光度距离), 光变时标为 δT 的原始火球的光深 $\tau_{\gamma\gamma}$ 为:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{R_i^2 m_e c^2} = 10^{14} f_p \left(\frac{F}{10^{-7} \text{ ergs/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3000 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta T}{10 \text{ ms}} \right)^2$$

式中 f_p 表示满足如下条件:

$$\sqrt{E_1 E_2} > m_e c^2$$

的光子对所占的分数, 这里 E_1 、 E_2 分别为相撞两光子的能量。显然, 这个光深非常大, 光子碰撞非常频繁, 火球已经完全是一个黑体, 直接辐射应是黑体辐射, 与观测到的 γ 暴的非热谱不符。另外, 原始火球表面积小, 黑体辐射光度是正比于表面积的, 因而光度小, 难以观测到。值得注意的是, 正由于光深很大, 火球内辐射压十分高, 它会在自身辐射压的作用下加速膨胀, 迅速成为相对论速度。从观测者的参照系来看, 这个火球将表现为一个高速膨胀的气壳。设这个火球的能量为 E_0 , 初始半径为 R_0 , 火球内的重子总质量为 M_0 。令初始能量质量比 $\eta = E_0/M_0 c^2$ 。当气壳膨胀运动的 Lorentz 因子达到 $\gamma \sim \eta = E_0/M_0 c^2$ 时, 能量几乎全部变成了气壳重子整体宏观运动的动能。此后, 膨胀停止加速而变为几乎是匀速的滑行。这是火球热能转化为气壳宏观运动 (主要是重子运动) 动能的过程。要使这种宏观运动有效地辐射出去, 必须有另一个能量转换机制。

3. 内外激波模型

当气壳与外界星际介质碰撞时,便产生激波(称外激波)而将介质加热,气壳自身便开始减速。在激波明显产生的地方也就是气壳明显减速的地方 R_d ,可以粗略地认为是气壳扫过的物质被加热而获得了与气壳原有能量同量级(如 $\sim E_0/2$)的地方,如: $E_0/2 \sim (4/3)\pi R_d^3 n m_p c^2 \gamma^2$ 。这里 n 为星际介质的粒子数密度, γ^2 中一个 γ 表示介质中的质子被加热后的无规运动 Lorentz 因子,另一个为气壳整体运动的 Lorentz 因子。由此可知

$$R_d \sim \{3E_0/(8\pi n m_p c^2 \eta^2)\}^{1/3} \sim 2 \times 10^{16} E_{51}^{1/3} n_0^{-1/3} \gamma_2^{-2/3} \text{ cm}$$

式中 $E_{51} = E_0/(10^{51} \text{ erg})$, $n_0 = n/(10^0 \text{ cm}^{-3})$, $\gamma_2 = \gamma/(10^2)$ 。因此,外激波发生在 $R_d \sim 10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}$ 处。

激波会很有效地加速电子并通过同步辐射、逆康普顿散射等过程而产生辐射。这正是气壳宏观运动动能通过激波而转换为辐射能量的过程。由于外界介质一般比较均匀,这种辐射可以很好地解释余辉比较平滑的规律,却无法解释 γ 暴的复杂的多峰结构。不过,如果中心能源在短时间有多次暴发现象发生,各次暴发产生的气壳运动速度可能有大有小,后面的大速度气壳会追上并与前面的小速度气壳碰撞,这也会产生激波(称内激波)。内激波加速电子产生的辐射正好可以解释复杂多变的 γ 暴。内激波的发生比外激波早得多,但也必须发生在光学薄以后才能观测到 γ 暴的非热辐射。

这种膨胀火球的内外激波模型能比较好地描述 γ 暴及其余辉的主要特征和规律,通常称作标准模型。

4. 光学薄条件

气壳随着膨胀而降温,光深也随之减小。当光深减小到近于 1 时,就可有非热辐射发射出来。当火球(气壳)半径膨胀到 R_e 时,火球的光深变为

$$\tau_{\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{R_e^2 m_e c^2} \rightarrow \frac{10^{14}}{\gamma^{(2+2\alpha)}} f_p \left(\frac{F}{10^{-7} \text{ ergs/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3 \text{ Gpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta T}{10 \text{ ms}} \right)^{-2}$$

与前面原始静止火球的光深公式相比,现在的气壳是在作极端相对论的高速膨胀运动,有如下两点明显不同:①静止情形的 $R_i \sim c \delta T$ 变成了运动情形的 $R_e \sim 2c \gamma^2 \delta T$,这里多了一个因子 γ^2 (以及 2 倍)(Rees 1967)。其原因在于,在运动情形下,同一观测者看到的相隔 δT 的前后两个光子并不是由同一地点发出的。注意,由于公式中是 R_e 的平方,因此将多出一个因子 γ^4 (作为量级估计,量级为 1 的数字因子未计及)。②另外,温度下降,能量变小,满足对产生条件的因子 f_p 又会减小 $\gamma^{2(\alpha-1)}$ 倍(Lithwick & Sari 2001),这里的 α 是 γ 暴高能段的幂律谱指数。因而,总的光深将减小 $\gamma^{2+2\alpha}$ 倍。可见,只要火球气壳膨胀运动的 Lorentz 因子 γ 达到 100 以上,光深就会小于 1,变成光学薄。这时就可以观测到非热谱的 γ 暴辐射。就是说,其 Lorentz 因子 $\gamma \geq 10^2$ 是 γ 暴出现的必要条件。

五、致密性问题

根据上面所谈, γ 暴发生在内激波的地方,余辉发生在外激波的地方。但是,无论 γ 暴

本身或者余辉,均为非热辐射,必须发生在光学薄的时候。

一般地说,观测到 γ 暴时气壳已经膨胀到离中心大约 10^{13} 厘米的地方,有比较大的范围。也许会提出如下两个问题:①这样大的范围能否与毫秒甚至亚毫秒的短时标光变协调?②如何解释既观测到有很高能量的光子而又没有明显的正、负电子对的产生?这些就是所谓的致密性问题。

现在,辐射源是以接近光速的速度向观测者运动的膨胀气壳,观测到的时标为(δT)的前后两个光子中,后一个光子比起前一个光子来是从更靠近观测者的地方发出来的,因此,相隔比较大的距离(如 $R_e \sim 10^{13}$ 厘米)的两个光子,观测到的时间间隔仍然可以很短。这就是上面式子($\delta T \sim R_e / \gamma^2 c \sim$ 毫秒)中因子 γ^2 出现的物理图像,这是运动源和静止源尺度估计的重大差异之所在,从而回答了第一个问题。膨胀气壳的辐射经高度蓝移而到达观测者,由于参照系的不同,使得辐射区光子的能量可以远小于观测到的光子能量。就是说,观测到的高能光子从气壳静止的系统来看能量并不高,不产生正、负电子对是自然的。这就回答了第二个问题。

以后火球虽继续膨胀,因辐射压已经很小,膨胀不再加速。此后,当气壳遇到星际介质阻挡,就会逐渐减速。随着激波(外激波)能量的减小,辐射的光子能量越来越低,波长越来越长,就相继可以观测到 X 射线、光学甚至射电波段的余辉。这时气壳离中心的距离已比 10^{16} 厘米(膨胀时间在天的量级)还远。由此可见,为解释宇宙学距离上的 γ 暴而提出的火球模型,可以自然地预言余辉的存在。

六、余辉的能谱

按照标准模型, γ 暴余辉的瞬时能谱(频谱)可以表示为幂律形式: $F_\nu \propto \nu^\beta$, ν 表示频率而 β 在不同频段取不同的值(Sari *et al.* 1998)。设 ν_a 表示自吸收频率,相应的光深 $\tau(\nu_a)=1$; 记 ν_m 为特征能量电子的同步辐射频率, ν_c 为冷却时标与动力学时标相等时电子的同步辐射频率,称冷却频率。这三个特征频率决定了 γ 暴余辉的瞬时能谱。 $\nu_m > \nu_c$ 时,冷却频率低于特征频率,属于快冷却情形;而 $\nu_m < \nu_c$ 时,冷却频率高于特征频率,属于慢冷却情形。

对于 $\nu < \nu_a$ 的频段,自吸收严重,频谱主要由 Wien 定律决定, $\beta=2$ 。在 $\nu_a < \nu < \min(\nu_c, \nu_m)$ 频段,谱由同步辐射低能端谱形决定, $\beta=1/3$ 。按同步辐射计算, ν_c 和 ν_m 之间的频段,对于快冷却情形, $\beta=-1/2$; 对于慢冷却情形, $\beta=-(p-1)/2$; 而对于 $\nu > \max(\nu_c, \nu_m)$ 频段, $\beta=-p/2$, 见图 6 (纵坐标是以 μJ 为单位的流量的对数,横坐标是以 Hz 为单位的频率的对数)。这里, p 是电子谱指数: $N(E) \propto E^p$ 。图 7 给出 GRB 970508 暴后 12.1 天从射电到 X 射线的余辉的观测频谱(Galama *et al.* 1998),观测与理论符合得很好。

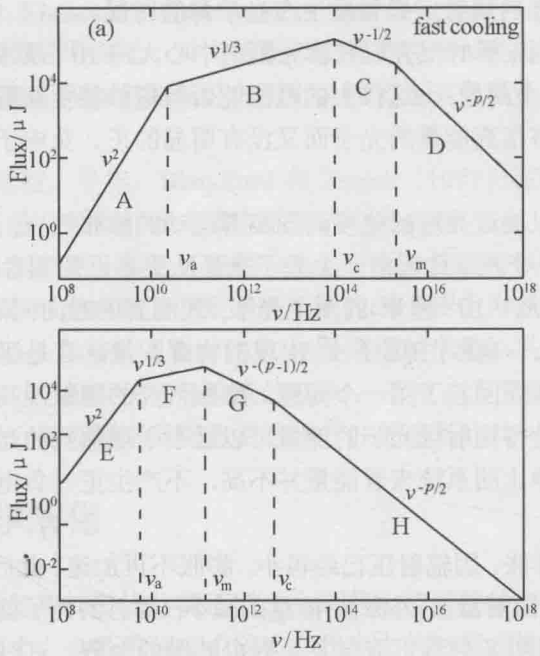


图 6 余辉瞬时频谱理论曲线 (Sari et al. 1998)

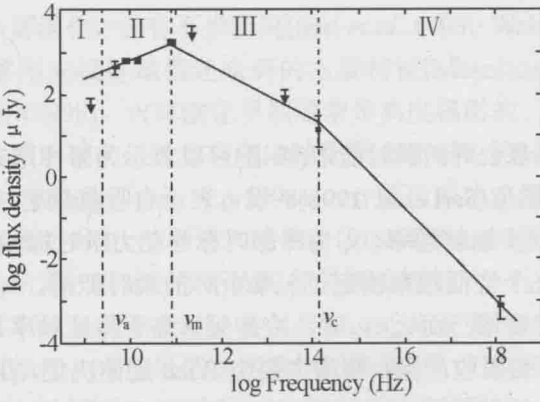


图 7 GRB 970508 暴后 12.1 天从射电到 X 射线的余辉观测频谱(Galama et al. 1998)

七、能源机制

现在已经可以预期, 无论对于天文学, 或者物理学, γ 暴的研究必将产生深远的影响。过去都认为, 超新星是恒星演化中最猛烈的暴发现象。但在确认 γ 暴的宇宙学距离后, γ 暴就成为远比通常超新星更为猛烈得多的暴发现象。

1997 年 12 月 14 日 23 时 20 分 45 秒(UT), BeppoSAX 和 BATSE 都观测到了 γ 暴 GRB 971214, 持续时间约为 50 秒, 能流为 1.09×10^{-5} 尔格 厘米^{-2} 。约 7 小时后, BeppoSAX 观测到了 X 射线余辉, 2~10keV 范围内的 X 射线流量为 4×10^{-13} 尔格 $\text{厘米}^{-2} \text{秒}^{-1}$ 。随后, Keck II 等许多望远镜都观测到了它的光学余辉, 它的衰减也遵循幂律方式(t^{-a} , $a \approx 1.4$)。有

趣的是,当光学余辉充分变暗以后,发现那里有一个暗弱的星系,约为 25.6 星等(R 波段)。这个星系是 γ 暴 GRB 971214 的寄主星系。它是一个典型的恒星正在形成中的星系,红移为 $z=3.418$ (Kulkarni *et al.* 1998)。如此大的红移表明,这个星系离我们非常遥远。然而,观测到的 γ 射线并不弱,意味着它的 γ 射线光度非常强,它在 50 秒钟持续时间内辐射的能量高达 $3 \times 10^{53} \text{ erg}$, $\sim 0.1 M_{\odot} c^2$, 相当于整个银河系 200 年的辐射总能量,比一般超新星暴发能量还大数百倍。在头一两秒钟内,它与整个宇宙除它以外的其余部分一样亮。

1999 年 1 月 23 日 12 时 10 分 56 秒又观测到一个更强的 γ 暴 (GRB 990123), 红移为 $z=1.6$, 如果 γ 射线的辐射各向同性,那么,它在短短若干秒钟的时间内所放出的 γ 射线的能量竟比刚才那个 GRB 971214 还要大 10 倍,其所释放的 γ 射线的能量达到 $(3 \sim 4.5) \times 10^{54}$ 尔格,几乎是太阳静止能量的两倍 ($\sim 2 M_{\odot} c^2$) (Kulkarni *et al.* 1999)。这颗 γ 暴在 γ 射线暴发期尚未过去,在 γ 暴触发后仅 22 秒, Akerlof 等 (1999) 就观测到光学“余辉”(称光学闪),它在约 50 秒时达到最亮 (8.95 星等)。一颗恒星级天体摆在宇宙学距离上,其光学“余辉”居然比 9 等星还亮!

恒星质量是与太阳质量同量级的,而太阳质量为 $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ 克,它的总能量应为 $M_{\odot} c^2 \sim 2 \times 10^{54}$ 尔格。即使是很大质量的恒星,也不过是太阳质量的几十倍。而 γ 射线的辐射效率通常是最低的,γ 射线的能量一般应当远远低于 10^{54} 尔格。正因为一方面 γ 暴是恒星层次的现象,另一方面有的 γ 暴的 γ 射线能量已经高达与恒星本身的总能量同量级,从而出现了明显的能源危机。

气壳膨胀运动的 Lorentz 因子 $\gamma \geq 10^2$, 这就要求火球的能量 (E_0) 与其静能量 ($M_0 c^2$) 之比 $E_0 / M_0 c^2 \geq 10^2$ 。体现极端相对论运动的载体主要是重子, M_0 就是重子的质量。如果取 $E_0 \sim 2 \times 10^{51}$ 尔格,则 $M_0 \leq 10^{-5} M_{\odot}$ 。这个条件对于 γ 暴的能源机制给出了很严的限制。许多基于中子星的模型 (比如最流行的中子星—中子星合并模型) 往往会给出过多的重子,形成所谓的“重子污染”,这是 γ 暴课题中最大的难题之一 (Piran 1999)。

此外,γ 暴的能源机制还必须满足如下一些观测上的要求: ① 辐射能量必须很高。如果辐射各向同性,则 $E_0 \geq 10^{51}$ 尔格,有的甚至还高达 10^{53-54} 尔格。如果辐射是成束的,比如集中在 Ω 立体角内,则总能量可以降低,上面的数值相应地可以降为 $E_0 \geq 10^{51} (\Omega / 4\pi)$ 尔格,和 $10^{53-54} (\Omega / 4\pi)$ 尔格; ② 必须能产生毫秒时标的快速变化,又能在持续时间内多次暴发 (产生多峰结构); ③ 发生 γ 暴的频数应在 $(10^{-6} \sim 10^{-8}) (4\pi / \Omega)$ 量级 (每年每星系)。

由于 γ 暴的能量很大,能源机制必须涉及致密星的整体而不可能只是局部过程。目前已经提出的可能模型很多: 中子星—中子星 (Eichler *et al.* 1989; Paczynski 1992) 或中子星—黑洞合并、大质量恒星的塌缩 [“failed supernova” (Woosley 1993); “collapsar” (MacFadyen & Woosley 1999); “hypernova” (Paczynski 1998); “supranova” (Vietri & Stella 1998)]、中子星向奇异星的相变 (Cheng & Dai 1996; Dai & Lu 1998b)、黑洞的 Blandford-Znajek (1977) 机制等。

如何解决重子污染问题? 已就此提出了一些可能方案,其中比较自然的两种是:

(1) 基于中子星转化为奇异星的相变机制 (Cheng & Dai 1996; Dai & Lu 1998b; Wang *et al.* 2000a)。这是因为奇异星的主体是夸克物质,重子只集中于其壳层中,壳层重子质量只有 $\sim (10^{-6} \sim 10^{-5}) M_{\odot}$ (Lu 1998; Cheng *et al.* 1998)。能量是中子物质通过退禁闭相变为奇异

夸克物质而释放出来的。Kluźniak 和 Ruderman(1998)曾用中子星内的较差自转来描述 γ 暴, Dai 和 Lu(1998b)将它用到奇异星上,并考虑到相变释能机制,提出了一个可以比较自然地避免重子污染的 γ 暴模型,同时也能满足上面所说的其他三个要求,特别是也能解释持续时间内的多次暴发。

(2) 基于黑洞的过程。早年, Blandford 和 Znajek (1977) 在研究活动星系核时曾提出过一种通过 Poynting 流从黑洞转动中提取能量的电磁机制。Lee, Wijers 和 Brown (2000) 最近研究了利用这个机制产生 γ 暴的可能性。这里有两种能源可以利用。一种取自黑洞的转动能,这个机制最大有可能将相当于黑洞静能量的 29% 转化为 Poynting 流,即可以产生能量高达 $1.6 \times 10^{53} (M/M_{\odot})$ 尔格的 γ 暴,这里 M 是黑洞的质量。另一种取自黑洞吸积盘的引力束缚能,它最大可以达到吸积盘静能量的 42%。不过,为了能在短于 1000 秒的时间内提取出足够多的能量,需要黑洞周围有高达 10^{15} G 的磁场。

八、余辉的动力学演化

与 γ 暴无规起伏的复杂的多峰结构不同,余辉是比较平稳的外激波过程产生的,有比较平滑的规律性。观测上,余辉的强度也确实在相当大的时间跨度上有比较好的随时间呈幂律衰减(或分段幂律衰减)的规律。因此,比起 γ 暴本身来,余辉的规律性要清晰得多、简单得多。

对于火球膨胀和余辉演化,已有不少研究(Sari *et al.* 1998; Wei & Lu 1998a)。许多研究均证明,火球模型能够用来很好地描述余辉的主要特征(Mészáros, Rees 1997; Waxman 1997; Dai, Huang, Lu 1999b)。火球演化早期通常是高度辐射的、极端相对论的,随着膨胀而演化为绝热的、非相对论的。计算表明,演化到非相对论的时间一般并不长,只有几天、十几天(Vietri 1997; Huang, Dai, Lu 1998a)。计算也表明,暴后几天火球膨胀就会从高度辐射演化到不再以辐射为主,继而进入绝热阶段(Sari, Piran, Narayan 1998; Dai, Huang, Lu 1999b)。在非相对论阶段,火球一般不太可能是高度辐射的,而更应当是绝热的。然而,余辉的可观测时间往往可以长到几个月,甚至半年、一年或更长。因此,一个好的理论不仅应当能描述高度辐射情形,也应当能描述绝热膨胀情形,不仅应当能描述极端相对论情形,也应当能描述非相对论情形。然而原有的理论还不能做到这一点,特别是在绝热膨胀下它不能过渡到正确的非相对论情形(Sedov 近似)。原因在于原有理论(Chiang & Dermer 1999; Piran 1999)采用了如下方程:

$$\frac{d\gamma}{dm} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M}$$

来描写火球的膨胀运动,式中 m 为扫过介质的静质量, γ 是膨胀运动的 Lorentz 因子, M 是共动坐标系中包括内能 U 在内的总质量。黄、戴和陆(1999a,b)证明,正确的方程应当是:

$$\frac{d\gamma}{dm} = -\frac{\gamma^2 - 1}{M_{ej} + \epsilon m + 2(1 - \epsilon)\gamma m}$$

式中 M_{ej} 是 γ 暴抛出的气壳质量, ϵ 是共动坐标系中激波产生的热能被辐射掉的分。根

据此方程建立的γ暴遗迹的动力学方程既适用于高度辐射($\varepsilon=1$),又适用于绝热($\varepsilon=0$)情形,既适用于极端相对论(γ 远大于 1),又适用于非相对论(γ 近于 1)情形。因此,这个模型可以统一地描写从早期的极端相对论阶段到后期的非相对论阶段的整个过程,无论对于高度辐射或者对于绝热过程都是适用的(见图 8)。

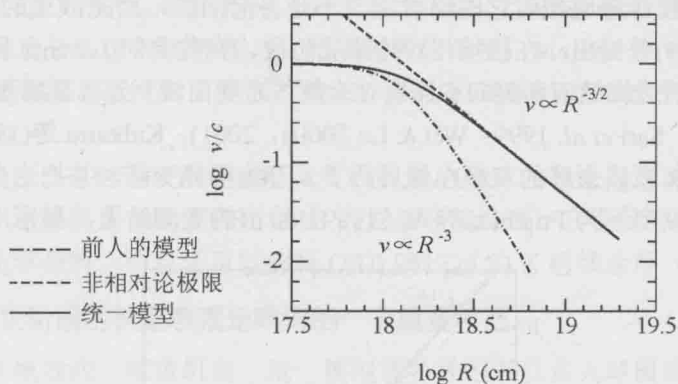


图 8 统一模型

九、后标准效应

上面所述的标准模型是在如下一些简化假设的基础上得到的:①火球膨胀是各向同性的;②中心能源向火球注入能量的方式是脉冲式的、短暂的;③主要辐射机制是同步辐射;④周围介质是均匀的,粒子数密度取典型值,即 $n=1\text{ cm}^{-3}$ 。这个模型能很好地,至少定性地解释观测事实。当然,实际的观测结果要稍稍复杂些,相对于简单模型会有这样那样的一些偏离。这种偏离携带着 γ 暴源的一些重要信息,研究这种偏离有助于了解和认识天体物理的这个新的领域(Dai & Lu 1998a; Wei & Lu 1998a,b; Huang *et al.* 1998b),我们称之为后标准效应。

1. 星风环境

在余辉刚发现不久,戴和陆(1998a)就发现观测到的 GRB 970616 的 X 射线余辉与均匀星际介质的标准模型不符。他们进而研究了 γ 暴源周围介质非均匀的可能性,并试用 $n \propto r^{-k}$ 的一般形式来描述其周围介质的粒子数密度分布。有意思的是,经拟合 GRB 970616 的 X 射线余辉,发现 $k=2$,这正好是星风环境的情形。这是首次发现 γ 暴周围为星风介质的情形。后经 Chevalier 和 Li(1999, 2000)比较详细的研究,γ 暴的星风模型获得了很大发展。这种星风应当是 γ 暴的前身星留下来的。这个模型有力地支持了 γ 暴起源于大质量恒星塌缩的观点。这个环境效应揭示了 γ 暴前身星的重要信息,暗示它们非常可能是大质量的 Wolf-Rayet 星。

2. 喷流效应

前面已经谈到,如果辐射各向同性,GRB 990123 的 γ 射线能量就差不多是太阳静止能量的两倍。我们知道,太阳(恒星)辐射来自核能释放,所谓核能只是来自原子核的结合

能, 不足静止能量的百分之一。就是说, GRB 990123 几十秒短暂时间内所释放的 γ 射线能量竟相当于太阳一生 (100 亿年) 所释放的全部能量的百倍! 而且, 通常 γ 射线还只是释放能量的一小部分。所以, GRB 990123 所辐射的总能量还远比这个值大。而作为 γ 暴源的恒星的质量应小于 40 (最多 100) 倍太阳质量。这样大的辐射能量是难于理解的。

因此, 人们比较普遍地相信它的辐射应该不是各向同性, 而是成束的 (喷流状的)。Rhoads (1997, 1999) 曾提出, 在极端相对论膨胀阶段, 在喷流的 Lorentz 因子下降到初始张角的倒数时, 束的边缘效应和侧向膨胀会使余辉 (光变曲线) 显著衰减而变陡 (也可参阅 Pugliese *et al.* 2000; Sari *et al.* 1999; Wei & Lu 2000a, 2001)。Kulkarni 等 (1999) 也果然观测到 GRB 990123 的 R 波段余辉的衰减在暴后约 2 天开始明显变陡, 并把这个现象看做是辐射成束的证据。图 9 所示为 Fruchter 等人 (1999) 给出的观测结果, 显示出在 2.5 天左右

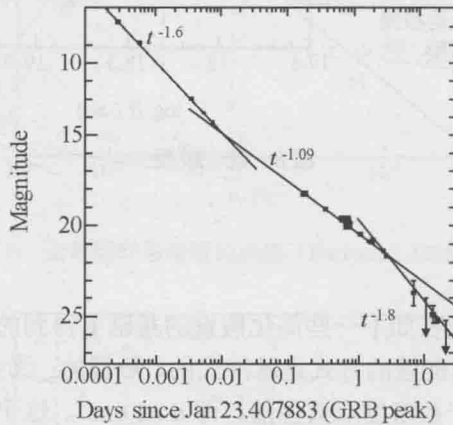


图 9 GRB 990123 光学余辉光变曲线的转折 (Fruchter *et al.* 1999)

光变曲线斜率从 “-1.09” 变陡为 “-1.8”。这种斜率的变化通常称作“转折”。但是, 数值计算表明, 这种转折是相当缓慢的 (Moderski *et al.* 1999; Panaitescu & Mészáros 1999)。韦和陆 (2000a) 重新分析了成束激波的动力学演化, 发现明显变陡的转折只能存在于张角很小的喷流情形。黎等 (2002) 指出, 在一些情况下, 还会有两类转折, 即辐射转折和绝热转折。韦和陆 (2002) 对于光变曲线的形状给出了一个单参数描述, 进而分析了一些 γ 暴, 发现并不是所有的转折都能用喷流效应来解释。

3. 致密环境

戴和陆 (1999a, 2000) 注意到, 当激波扫过周围介质时其膨胀速度从相对论转入非相对论会自然地在光学余辉的光变曲线上导致“转折”的出现 (衰减变陡), 只要周围介质密度较高, 就会很快减速而在较短的时间进入非相对论阶段。如果 GRB 990123 的环境是粒子数密度高达 10^6 cm^{-3} 的介质, 转折就会像图 9 那样出现在约 2.5 天处。这是对转折提出的另一种很自然的解释。就是说, 光变曲线上的转折并不一定意味着喷流效应, 也可能是因为致密环境效应。特别值得注意的是, 致密环境正是支持 γ 暴起源于大质量恒星塌缩的又一个有力证据。现在, 喷流效应和密度效应已经成为转折的两种标准解释, 很可能两种均存在。实际上, 喷流效应和密度效应结合起来, 还可以给出许多新的观测现象 (Dai, Huang,

Lu 2001b; Wang, Dai, Lu 2000b), 因此, 余辉光变曲线的研究可以提供 γ 暴及其周围环境的许多信息。

GRB 010222 的强度在已知红移的 γ 暴中名列第三, 其光学余辉的光变曲线也有明显的拐折。In't Zand 等 (2001) 根据 BeppoSAX 的观测数据, 用喷流效应和密度效应两种机制详细研究了这个拐折。他们指出, 对于这个 γ 暴, 其拐折很难用喷流效应来解释, 却可以用致密环境效应很好地解释。从光学余辉的角度, Masetti 等 (2001) 根据伽利略等望远镜的观测数据, 也得到了类似的结果。可见, GRB 010222 光变曲线的拐折应是由致密环境造成的。

在天体环境中, 有时还会出现密度突变的情形。GRB 的激波与这种介质作用会产生起伏的光变曲线。这种关系有助于研究 GRB 的复杂环境性质。它不仅解释 GRB 970508 和 000301c 的光学余辉, 而且还可以解释 GRB 981226 的 X 射线余辉 (Dai & Lu 2002)。

4. 非相对论阶段的快速衰减是喷流的一个重要特征

综合考虑环境效应、喷流机制、统一模型等各种因素以及火球模型的各种参数, 黄等 (2000a,b) 证明光变曲线上的拐折主要来自相对论到非相对论的过渡, 而且只能出现在电子能量分数很小和磁能分数很小的情形。

在星风环境情形, 苟等 (2001) 用一组改进的动力学方程计算了向星风环境膨胀的窄喷流的演化, 发现在喷流的 Lorentz 因子达到初始张角的倒数以及从相对论到非相对论的过渡时, 均没有明显的拐折出现。

重要的是, 喷流情形却清晰地具有一个重要特征, 即余辉在非相对论阶段会快速衰减 ($\alpha \geq 2.1$) (Huang, Dai, Lu, 2000c)。

5. 超新星成分

长期以来, 超新星暴发一直被认为是恒星层次最猛烈的暴发事件。现在我们知道, γ 暴比超新星还要猛烈得多。这两种都是恒星层次的暴发现象。按暴发总能量计算, 如果 γ 暴是各向同性的, 它比超新星要大得多。按功率计算, 由于 γ 暴的时标很短, 它比超新星更是要大许许多多倍。表 1 给出了 γ 暴与超新星的比较。

表 1 γ 暴与超新星的比较

暴	γ 暴	超新星
能量 (可达)	10^{54} ergs	10^{51} ergs
时标	10 秒	月
波形	不规则	平滑
波段	γ 射线	光学
遗迹	余辉	遗迹
时标	月	千年
波段	多波段	多波段
理论		
火球膨胀	极端相对论	非相对论
机制	???	恒星核心塌缩
关键过程	???	中微子过程

1998年4月25日, BeppoSAX 和 BATSE 发现了一颗 γ 暴 GRB 980425, 在其精确定位的误差范围内, Galama 等 (1998) 观测到了它的光学对应体。十分有趣的是, 它的光变曲线与通常 γ 暴的光变曲线很不一样, 却越来越表现出是超新星的光变曲线, 见图 10。这是一个非常亮的 Ic 型超新星, 记为 SN1998bw。测得的红移值仅为 0.0085。这样小的红移表明 GRB 980425 是一个近距离上的 γ 暴, 其距离只有约 38 Mpc。暴发能量比通常 γ 暴低好几个量级, 只有约 5×10^{47} 尔格, 似乎相当反常。如果 GRB 980425 与 SN 1998bw 真的成协, 那么, 这是 γ 暴与超新星成协的第一个观测事例。

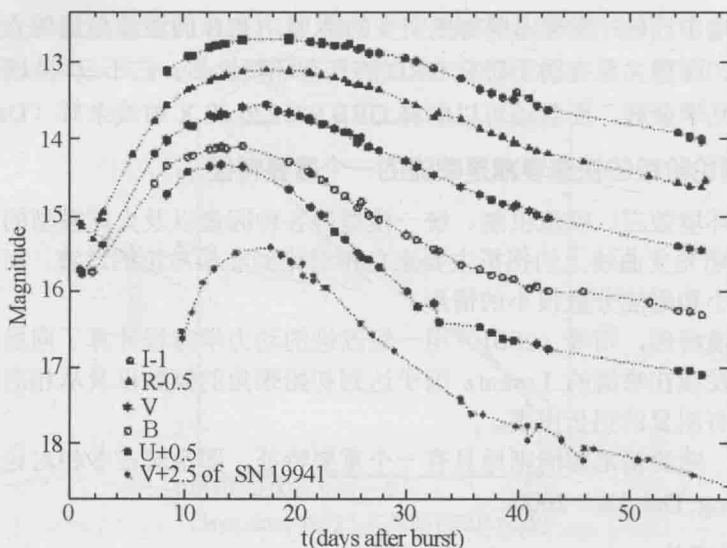


图 10 SN 1998bw 的光变曲线, 纵坐标为星等数, 横坐标为暴后天数 (Galama. *et al.* 1998)

后来, Bloom 等人 (1999) 在研究 GRB 980326 的余辉时发现, 在暴后约 3 星期, 其光强竟增强到外推值的 60 倍, 而且谱显得非常红。这表明了应是来自一个超新星的贡献, 其红移约为 0.95。接着, 人们又陆续发现 GRB 970228 (Reichert 1999; Galama *et al.* 2000)、000911 (Lazzati *et al.* 2001)、011121 (Dado *et al.* 2002; Bloom *et al.* 2002; Garnavich *et al.* 2003) 等 γ 暴的余辉中有明显的超新星成分。看来, γ 暴与超新星确实有十分密切的关系。*

6. 谱线

1991 年以前, 日本的 Ginga 卫星 (Murakami *et al.* 1988) 以及更早的前苏联的金星卫星 (Mazets *et al.* 1981) 曾观测到几十 keV 的回旋吸收线。金星卫星还曾观测到过 400 多 keV 的发射线。这些谱线 1991 年以后的卫星再也没有观测到过。但是, 近年来, 在一些 γ 暴的余辉中却观测到了铁谱线, 比如 Piro 等 (2000) 用 Chandra X 射线卫星在 GRB 991216 的 X 射线余辉中观测到了铁的发射线, 表明在 γ 暴之前不久前身星的质量已有相当份额抛射了出去。这也是一种非常重要的环境效应, 对 γ 暴机制的理解提供了重要线索。

* 注: 2003 年 3 月 29 日发现的一颗 γ 暴 (GRB 030329), 被证实与 Ic 型超新星 SN 2003 dh 成协 (Uemura *et al.* 2003; Price *et al.* 2003; Hjorth *et al.* 2003)。无论 GRB 030329 或者 SN 2003dh 均很正常, 两者成协得到广泛确认, 清晰表明, γ 暴确实起源于大质量恒星的塌缩。

7. 额外能量注入

在标准模型中假定了中心能源向火球注入能量的方式是脉冲式的、短暂的。但是，如果在 γ 暴形成时中心产生了一个可以连续向外输送能量的源（如脉冲星），就有可能除短暂能量注入外还可以提供额外持续性能量注入。戴和陆(1998b,c)就考虑了中心强磁场毫秒脉冲星的磁偶极辐射对激波的能量注入可能产生的影响。当激波从脉冲星获得的能量超过激波初始能量时，余辉衰减会变缓，光变曲线会显著变平。当脉冲星能量注入消失(锐减)时，余辉衰减将再度变陡。这些特点可以很好地解释 GRB 980519, 980326, 990510 等余辉的光变曲线 (Dai & Lu 2000)。非相对论激波与额外能量注入结合起来还可以解释 GRB 000301c 光学余辉的特殊光变曲线(Dai & Lu 2001c; Zhang & Mészáros 2001a)。

8. 逆康普顿散射

正如标准模型所认为的， γ 暴及其余辉一般是由同步辐射产生的。但是，在一些情况下，比如相对论情形，逆康普顿散射会起重要作用。非相对论情形下，逆康普顿散射的作用一般可忽略。但周围介质密度很高时，逆康普顿散射也会有显著作用。它会严重影响余辉光变曲线的形状，在谱指数大和介质稠密的情形更为重要(Wei & Lu 1998b,2000b)。

9. 反向激波

当膨胀火球扫入周围介质而产生正向传播的外激波（正向激波）的同时，还会产生一种向反方向传播的反向激波。正向激波是扫入外部介质，而反向激波则反向扫入壳层，两者产生的同步辐射频率是不同的，实际上两者产生的典型同步辐射频率之比正比于 γ^2 ，这里 γ 是壳层的 Lorentz 因子 (Sari & Piran 1999)。通常正向激波产生的辐射可以很好地解释余辉。最初的余辉是在 X 射线波段（也可能包括一些软 γ 射线），因此反向激波产生的辐射频率应是在光学波段。

反向激波的一个最直接、最生动的证明是 ROTSE 对 GRB 990123 观测到的光学闪光 (Akerlof *et al.* 1999)。图 11 是 ROTSE 对这个早期光学闪拍摄到的一组照片，可以明显地看到代表光学闪的亮点的明暗变化。图 12 是 GRB 990123 余辉的 R 波段的光变曲线，其插图是 γ 暴本身的光变曲线以及最早三个光学闪点，横坐标为时间（秒），纵坐标正比于流量密度。这个光学闪正可以解释为来自外激波的反向激波的辐射。从插图可以看出，三个光学闪点的强度比为 1:15:5，而相应三个点的 γ 光子计数率之比为 5:1:1，两者毫无相关之处，这正是反向激波与内激波无关的证据。来自反向激波的光强的衰减率会比正向激波快得多，因此几十分钟后正向激波的辐射就会超过反向激波。

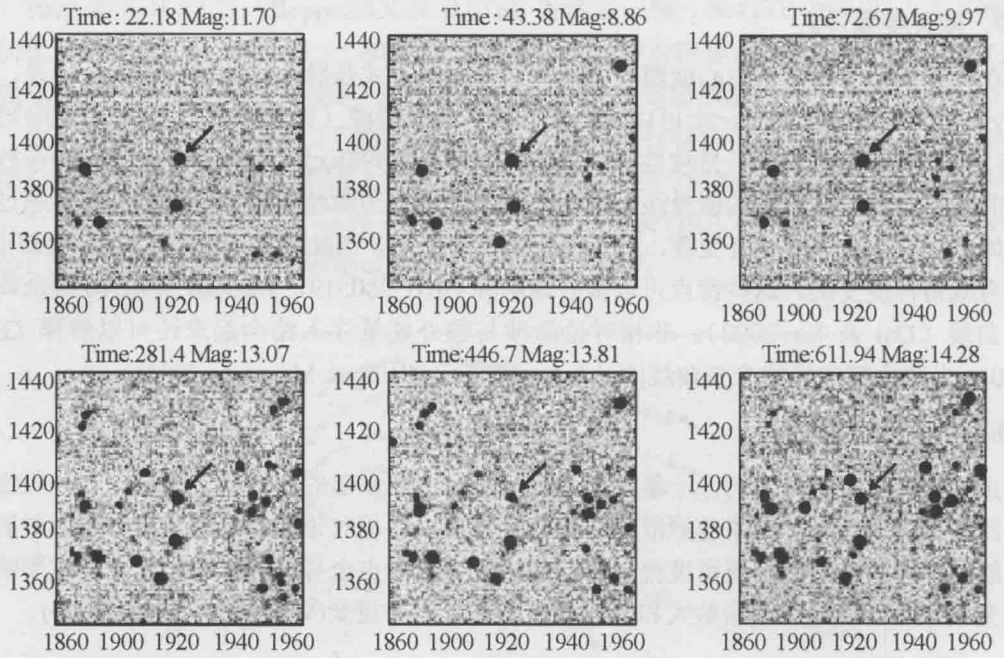


图 11 GRB 990123 的早期光学闪的 ROTSE 观测 (Akerlof *et al.* 1999)

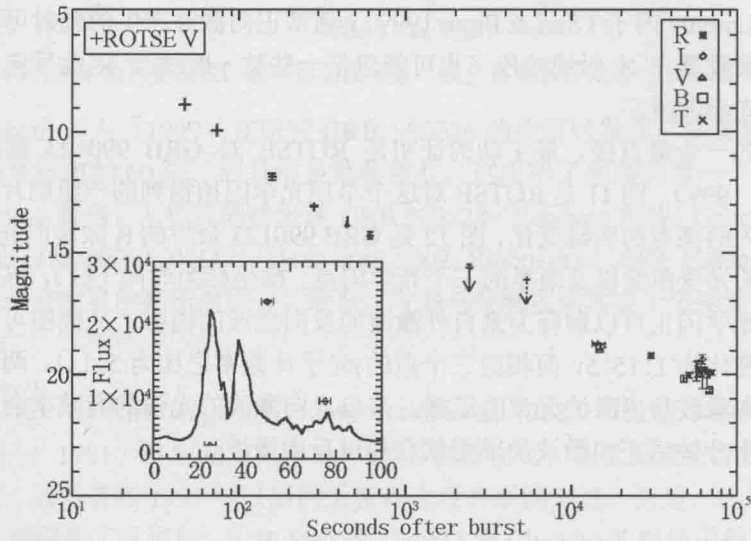


图 12 GRB 990123 余辉的 R 波段光变曲线 (Akerlof *et al.* 1999)。插图为 γ 暴本身的光变曲线, 其中三个点代表 ROTSE 观测到的光学闪数据, 纵坐标正比于流量密度

十、一些特殊问题

1. 中子成分

应当注意,自由中子会衰变成质子和电子(当然还有反中微子),其寿命为 886 秒,约一刻钟。这个寿命比起火球的动力学时标来很长,但比起余辉观测来则很短。这个特征会带来重要的观测效应。

如果 γ 暴起源于中子星和中子星合并,其原始火球中会有相当丰富的中子成分。即使起源于大质量恒星,在其塌缩过程中也会有重要的中子化过程。实际上,原始火球密度很高,温度很高,质子-中子可以通过弱作用而互变,中子应当有相当高的含量。值得注意的是,一方面,中子与质子有强作用,会通过散射而耦合;另一方面,中子不带电,只有微小的磁矩,几乎不与电子对、光子的火球作用;再一方面,自由中子会衰变,经一刻钟左右中子会转变为质子、电子,变成又可以参与等离子体作用的成分。因此,中子的存在对火球的演化会有重要影响 (Derishev *et al.* 1999; Fuller *et al.* 2000)。

随着火球膨胀,密度变稀,中子逐渐与质子脱离耦合。脱耦后的中子将与质子分开而独立运动,既不会受到辐射压作用而加速,也不会因扫过介质而减速,形成独立运动的一个“中子壳层”。经过一刻钟左右,即约在 $R_n = 886c \gamma \approx 8 \times 10^{15} \text{ cm}$ 处,中子会衰变为质子和电子,变成“新的等离子体壳层”,这里 γ 取作 300,是中子的 Lorentz 因子。这种情况自然会对余辉产生新的贡献 (Beloborodov 2002a)。事实上,在中子存在的情况下,随着火球的膨胀,其中还会发生许多诸如氘合成、氦合成等核合成过程,使物理现象更加复杂,也更加丰富 (Beloborodov 2002b)。

2. γ 暴的辐射能量

γ 暴的 γ 射线能流和光度的观测值有相当大的弥散,再加上距离的不同,其 γ 射线总辐射能量(按各向同性计算)弥散在 $10^{51} \sim 10^{54}$ 尔格的范围内。如果不是各向同性,而是以喷流形式暴发的,那么,根据喷流的张角,就可以算出 γ 射线实际辐射能量。对于那些张角可以计算的 γ 暴(比如从光变曲线的拐折来计算),Frail 等 (2001) 发现,这样算出的 γ 射线辐射能量集中在 5×10^{50} 尔格附近仅约一个量级的弥散范围内。这是一个非常有趣的结果。换句话说,看起来是能量的弥散,其实是喷流张角的弥散。如果这是正确的,那么 γ 暴的辐射能量确定在一个比较小的范围内,而且与超新星的典型能量差不多。这个问题是很值得进一步研究的。

3. 高能光子

有趣的是,一些 γ 暴曾观测到有极高能量的光子,比如 GRB 930131 中就曾观测到 891 MeV 和 1.235 GeV 两个极高能量光子。我们曾比较详细地讨论了在正、反向激波中逆康普顿散射过程的作用,并且指出,这种早期高能光子可以很好地用反向激波中电子的同步自康普顿散射来解释 (Wang, Dai, Lu 2001a,b),电子逆康普顿散射也可能对高能光子有重要贡献 (Zhang & Mészáros 2001b)。

4. 高能宇宙线

事实上, 在 γ 暴的过程中, 不仅有高能光子, 而且还会有高能中微子、高能质子等粒子, 可以给高能宇宙线粒子提供解释或部分解释 (Waxman 1995; Vietri 1995; Dai & Lu 2001a; Dermer 2002)。

5. 孤立余辉

一个值得指出的问题是, 重子污染情形并非没有意义。在重子污染比较严重的情形, 不可能观测到 γ 暴, 却有可能观测到 X 射线余辉以及其他余辉。就是说, 这可能是一种没有 γ 暴的孤立余辉。近年来观测到的 X 射线闪或富 X 射线 γ 暴, 有可能与此有关 (Huang, Dai, Lu 2002)。

十一、结 语

γ 暴是当今天体物理中最活跃的领域之一。1997 年取得了重大突破, 因而近年来获得了飞速的发展。这期间最大的成就是发现了 γ 暴的余辉, 使 γ 暴研究在定位精度(从几度提高到毫角秒级)、波段扩展(可测能量下限从 keV 拓展到射电)和观测时间段(从几十秒延伸到了年)三个方面均提高了百万倍以上。短短的几年时间内, 余辉物理的基础已经基本奠定, 统一的演化模式已经给出。相比之下, γ 暴(γ 射线辐射)本身的进展还不是很大。

目前, γ 暴领域的研究依然活跃。一则, 不断发现一些表现复杂的 γ 暴余辉, 比如光变曲线形状复杂的余辉, 有助于弄清 γ 暴环境的一些新的信息, 同时深化对余辉物理的认识。再则, 弄清 γ 暴在天体演化中究竟处在什么地位? 它与超新星暴发究竟有什么样的关系? 三则, γ 暴本身的能源机制始终是一个最根本问题, 有待深入研究。待不久的将来 SWIFT 等卫星发射升空以后, 随着快速、高精度定位技术的发展, 至今不明的早期环境信息和短暴面纱将被揭开, 新的发现将会来临。*

参 考 文 献

- 1 Akerlof, C. *et al.*, 1999, *Nature*, 398, 400
- 2 Band, D., Matteson, J., Ford, L., 1993, *ApJ*, 413, 281
- 3 Beloborodov, A.M., 2003, *ApJL*, 585, 19
- 4 Beloborodov, A.M., 2003, *ApJ*, 588, 931
- 5 Blandford, R.D., Znajek, R.L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
- 6 Bloom, J.S. *et al.*, 1999, *Nature*, 401, 453
- 7 Bloom, J.S. *et al.*, 2002, *ApJ*, 572, L45
- 8 Cheng, K.S.(郑广生), Dai, Z.G.(戴子高), 1996, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 1210

* 注: SWIFT 卫星已于 2004 年 11 月成功发射升空。

- 9 Cheng, K.S.(郑广生), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 1998, *Int. J. Mod. Phys. D*, 7, 139
- 10 Cheng K.S.(郑广生), Lu, T.(陆埏), 2001, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 1, 1
- 11 Cheng, L.X.(程凌翔), Ma, Y.Q.(马宇蓓), Cheng, K.S.(郑广生), Lu, T.(陆埏), Zhou, Y.Y., (周又元), 1995, *A&A*, 300, 746
- 12 Chevalier, R.A., Li, Z.Y., 1999, *ApJ*, 520, L29
- 13 Chevalier, R.A., Li, Z.Y., 2000, *ApJ*, 536, 195
- 14 Chiang, J., Dermer, C.D., 1999, *ApJ*, 512, 699
- 15 Costa, E., *et al.*, 1997, *Nature*, 387, 783
- 16 Dado, S., Dar, A., De Rujula, A., 2002, *ApJ*, 572, L173
- 17 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 1998a, *MNRAS*, 298, 87
- 18 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 1998b, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 4301
- 19 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 1998c, *A&A*, 333, L87
- 20 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 1999a, *ApJ*, 519, L155
- 21 Dai, Z.G.(戴子高), Huang, Y.F.(黄永锋), Lu, T.(陆埏), 1999b, *ApJ*, 520, 634
- 22 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2000, *ApJ*, 537, 803~809
- 23 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2001a, *ApJ*, 551, 249
- 24 Dai, Z.G.(戴子高), Huang, Y.F.(黄永锋) & Lu, T.(陆埏), 2001b, *MNRAS*, 324, L11
- 25 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2001c, *A&A*, 367, 501~505
- 26 Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2002, *ApJ*, 565, L87
- 27 Derishev, E.V., Kocharovsky, V.V., Kocharovsky, V.I.V., 1999, *ApJ*, 521, 640
- 28 Dermer, C.D., 2002, *ApJ*, 574, 65
- 29 Eichler, D., Livio, M., Piran, T., Schramm, D.N., 1989, *Nature*, 340, 126
- 30 Fishman, G. Meegan, C., 1995, *ARA&A*, 33, 415
- 31 Frail, D.A., *et al.*, 1997, *Nature*, 389, 261
- 32 Frail, D.A. *et al.*, 2001, *ApJ*, 562, L55
- 33 Fruchter, A.S. *et al.*, 1999, *ApJ*, 519, L13
- 34 Galama, T. *et al.*, 1998, *ApJ*, 500, L97
- 35 Galama, T. *et al.*, 1998, *Nature*, 395, 670
- 36 Galama, T. *et al.*, 2000, *ApJ*, 536, 185
- 37 Garnavich, P. *et al.*, 2003, *ApJ*, 582, 924
- 38 Goodman, J., 1986, *ApJ*, 308, L47
- 39 Gou, L.J.(苟利军), Dai, Z.G. (戴子高), Huang, Y.F. (黄永锋), Lu, T. (陆埏), 2001, *A&A*, 368, 464
- 40 Hjorth, J., *et al.*, 2003, *Natura*, 423, 847
- 41 Ho, C., Epstein, R.I., Fenimore, E.E. (editors), *Proc. Los Alamos Workshop on Gamma-Ray Bursts*, 1990, July 29-August 3, Cambridge University Press, 1992
- 42 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T. (陆埏) 1998a, *A&A*, 336, L69
- 43 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G.(戴子高), Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 1998b,

MNRAS, 298, 459

- 44 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T. (陆埏), 1999a, MNRAS, 309, 513
- 45 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T. (陆埏) 1999b, Chin. Phys. Lett., 16, 775
- 46 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T. (陆埏), 2000a, MNRAS, 316, 943
- 47 Huang, Y.F.(黄永锋), Gou, L.J.(苟利军), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2000b, ApJ, 543, 90
- 48 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2000c, A&A, 355, L43
- 49 Huang, Y.F.(黄永锋), Dai, Z.G. (戴子高), Lu, T. (陆埏), 2002, MNRAS, 332, 735
- 50 In't Zand, J.J.M. *et al.*, 2001, ApJ, 559, 710
- 51 Klebesadel, R.W., Strong, I.B., Olson, R.A., 1973, ApJ., 182, L85
- 52 Kluzniak, W., Ruderman, M., 1998, ApJ, 505, L113
- 53 Kulkarni S. R. *et al.*, 1998, Nature, 393, 35
- 54 Kulkarni, S. R. *et al.*, 1999, Nature, 398, 389
- 55 Lazzati, D. *et al.*, 2001, A&A, 378, 996
- 56 Lee, H.K., Wijers, R.A.M.J., Brown, G.E., 2000, Phys. Rep., 325, 83
- 57 Li, Z.(黎卓), Dai, Z.G.(戴子高), Lu, T.(陆埏), 2002, MNRAS, 330, 955
- 58 Lithwick, Y., Sari, R., 2001, ApJ, 555, 540
- 59 Lloyd, N., Retrosian, V., 2000, ApJ, 543, 722
- 60 陆埏(Lu, T.), 1995, 物理, 24, 257
- 61 Lu, T. (陆埏), invited talk at 1997 PACIFIC RIM CONFERENCE ON STELLAR ASTROPHYSICS, Ed. K.L. Chan, K.S. Cheng, H.P. Singh, Hong Kong, 1998
- 62 陆埏(Lu,T.), 1999, 科学杂志, 51, No.3, 13
- 63 Lu, T. (陆埏), invited talk at 1999 PACIFIC RIM CONFERENCE ON STELLAR ASTROPHYSICS, Ed. K.S. Cheng, H.F. Chau, K.L. Chan, K.C. Leung, Hong Kong, 2000
- 64 陆埏(Lu,T.), 戴子高(Dai. Z. G), 2001, 物理, 30, 745
- 65 MacFadyen, A.I., Woosley, S.E., 1999, ApJ, 524, 262
- 66 Masetti, N. *et al.*, 2001, A&A, 374, 382
- 67 Mazets, E.P. *et al.*, 1981, Nature, 290, 378
- 68 Mészáros, P., Rees, M.J., 1993, ApJ, 405, 278
- 69 Mészáros, P., Rees, M.J., 1993, ApJ, 418, L59
- 70 Mészáros, P., Rees, M.J., 1997, ApJ, 476, 232
- 71 Mészáros, P., 2002, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 40, 137
- 72 Moderski, R., Sikora, M., Bulik, T., 1999, ApJ, 529, 151
- 73 Murakami, T. *et al.*, 1988, Nature, 335, 234
- 74 Paczynski, B., 1986, ApJ, 308, L51
- 75 Paczynski, B., Proc. Los Alamos Workshop on Gamma-Ray Bursts, 1990, July 29-August 3, Ho, C., Epstein, R.I., Fenimore, E.E. (editors), Cambridge University Press, 1992
- 76 Paczynski, B., 1998, ApJ, 494, L45
- 77 Panaitescu, A., Mészáros, P. 1999, ApJ, 526, 707

- 78 Piran, T., 1999, Phys. Rep., 314, 575
- 79 Piro, L. *et al.*, 2000, Science, 290, 955
- 80 Preece, R. *et al.*, 1998, ApJ, 496, 849
- 81 Price, P.A. *et al.*, 2003, Nature, 423, 844
- 82 Pugliese, G., *et al.*, 2000, A&A, 358, 409
- 83 Rees, M.J., 1967, MNRAS, 135, 345
- 84 Rees, M.J., Mészáros, P., 1992, MNRAS, 258, 41P
- 85 Rees, M.J., Mészáros, P., 1994, ApJ, 430, L93
- 86 Reichart, D., 1999, ApJ, 521, L111
- 87 Rhoads, J. 1997, ApJ, 487, L1
- 88 Rhoads, J. 1999, ApJ, 525, 737
- 89 Sari, R., Piran, T., Narayan, R., 1998, ApJ, 497, L17
- 90 Sari, R., Piran, T., 1999, ApJ, 517, L109
- 91 Sari, R., *et al.*, 1999, ApJ, 519, L17
- 92 Schaefer, B.E. *et al.*, 1998, ApJ, 492, 696
- 93 Uemura, M. *et al.*, 2003, Nature, 423, 843
- 94 Van Paradijs, J., *et al.*, 1997, Nature, 386, 686
- 95 Van Paradijs, J., Kouveliotou, C. and Wijers, R.A.M.J., 2000, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 38, 379
- 96 Vietri, M., 1995, ApJ, 453, 885
- 97 Vietri, M., 1997, ApJ, 488, L105
- 98 Vietri, M., Stella, L., 1998, ApJ, 507, L45
- 99 Wang, Q.D.(王青德), Lu, T.(陆埏), 1984, Phys. Lett., 148B, 211
- 100 Wang, X.Y.(王祥玉), Dai, Z.G. (戴子高), Lu, T. (陆埏), Wei, D.M. (韦大明), Huang, Y.F. (黄永锋), 2000a, A&A, 357, 543
- 101 Wang, X.Y.(王祥玉), Dai, Z.G. (戴子高), Lu, T. (陆埏), 2000b, MNRAS, 317, 170
- 102 Wang, X.Y.(王祥玉), Dai, Z.G. (戴子高), Lu, T. (陆埏), 2001a, ApJ, 546, L33
- 103 Wang, X.Y.(王祥玉), Dai, Z.G. (戴子高), Lu, T. (陆埏), 2001b, ApJ, 556, 1010
- 104 王祥玉(Wang, X.Y.), 戴子高(Dai, Z.G.), 陆埏(Lu, T.), 2002, 物理学进展, 22, 131
- 105 Waxman, E., 1995, Phys. Rev. Lett., 75, 386
- 106 Waxman, E., 1997, ApJ, 485, L5
- 107 韦大明(Wei, D.M.), 陆埏(Lu, T.), 1995, 天文学进展, 13, 206
- 108 Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 1998a, ApJ, 499, 754
- 109 Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 1998b, ApJ, 505, 252
- 110 Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 2000a, ApJ, 541, 203
- 111 Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 2000b, A&A, 360, L13
- 112 Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 2001, MNRAS, 320, 37
- 113 Wei, D.M.(韦大明), Lu, T.(陆埏), 2002, MNRAS, 332, 994

- 114 Weiler, K.W. *et al.*, 2002, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 40, 367
- 115 Woosley, S.E., 1993, *ApJ*, 405, 273
- 116 Yoshida, A. *et al.*, 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41, 509
- 117 Zhang, B., Mészáros, P., 2001a, *ApJ*, 552, L35
- 118 Zhang, B., Mészáros, P., 2001b, *ApJ*, 559, 110

γ 暴的介质和余辉

戴子高

(南京大学天文学系 南京 210093)

摘要 γ 暴周围介质可能相当复杂,例如在某些情况下可能存在介质的密度跳变。本文基于我们以前的研究,分析和总结了在密度跳变下相对论火球产生的余辉辐射。

一、引言

无论初始能源机制是什么,宇宙学起源的 γ 暴可以用火球模型来解释。火球形成的相对论激波的动能在膨胀过程中耗散,耗散既可以是火球的不同洛伦兹因子的壳层碰撞形成的内激波产生的(Rees & Mészáros 1994; Paczyński & Xu 1994; Sari & Piran 1997),也可以是火球和外部介质碰撞形成的外激波产生的(Rees & Mészáros 1992; Mészáros & Rees 1993; Katz 1994; Sari, Narayan, & Piran 1996)。 γ 暴发生后,火球继续向外膨胀,与周围的外部介质作用,继续减速,产生更长波段的辐射,即观测到的X射线波段、光学波段即射电波段的余辉(Paczynski & Rhoads 1993; Katz 1994; Mészáros & Rees 1997; Wijers, Rees, & Mészáros 1997; Reichart 1997; Waxman 1997a, b; Vietri 1997a, b; Tavani 1997; Sari 1997)。

假设火球在介质中绝热膨胀,且介质的密度是激波半径的幂律函数,即 $n_{\text{ext}} \propto R^{-s}$,若假设波后电子分布谱指数 $p=2.5$,可以求出X射线波段和光学波段的流量随观测时间的变化,我们拟合GRB 970616的X射线余辉发现 $s=2$,相应于恒星星风的情况。如果 γ 暴的前身星是大质量恒星,其环境很可能是致密介质。激波在致密介质中很快地由相对论运动转变为非相对论运动,导致余辉的光变曲线发生拐折。我们用这一机制很好地解释GRB 990123的R波段光变拐折现象,支持了大质量恒星作为 γ 暴前身星的观点。这种解释和集束效应一起成为目前两种光变拐折现象的主要解释。

γ 暴介质的密度分布是 γ 暴理论中最重要的问题之一(Piran 1999; van Paradijs, Kouveliotou & Wijers 2000; Mészáros 2001)。一方面,暴周介质和 γ 暴的前身星密切相关。目前 γ 暴前身星有两种主流模型,一种是致密天体(中子星或者黑洞)并合模型, γ 暴发生在均匀的星际介质中, $n \sim 1 \text{cm}^{-3}$;另一种是大质量恒星塌缩模型, γ 暴发生在星风环境中(Chevalier & Li 1999)或者巨分子云中(Galama & Wijers 2001; Reichart & Price 2001)。因此, γ 暴的外部环境为 γ 暴前身星的研究提供了重要线索。另一方面,环境的特性直接影响余辉衰减的速度。例如,在星风环境中形成的 γ 暴余辉相对低密度均匀介质(e.g. ISM)

中的余辉衰减得更快 (Dai & Lu 1998a; Mészáros, Rees & Wijers 1998; Panaitescu, Mészáros & Rees 1998; Chevalier & Li 1999, 2000)。另外, 极端相对论的火球在致密介质中膨胀时会在暴后几天内演化到非相对论阶段, 引起余辉的快速衰减 (Dai & Lu 1999, 2000; Wang, Dai & Lu 2000)。所以, 由观测的余辉的特点可以推知 γ 暴的暴周介质和前身星的情况。

在以前的余辉激波模型中, 通常假设 γ 暴的暴周介质连续分布, 例如均匀分布的星际介质或者星风情形。实际上, 与大质量恒星相关的 γ 暴的暴周介质可能存在密度跳变。这种密度跳变可能在很多天体物理过程中产生, 例如, 星风与外部介质作用在一定区域产生密度跳变 (Ramirez-Ruiz *et al.* 2001; R. Wijers 2001, private communication), 或者大质量恒星的星风损失不是一个常量, 慢星风受到快星风的挤压, 也会形成密度跳变 (Luo & McCray 1991; Vikram & Balick 1998), 或者暴前超新星爆发的喷射物也是一种可能 (Vietri & Stella 1998)。

二、余辉的动力学演化

中心能源产生极端相对论的火球, 形成内激波辐射后, 继续向外膨胀, 和周围的介质作用, 形成极端相对论的激波。激波的动力学演化的分析解由 Sari & Piran (1995) 给出, 数值解由 Kobayashi, Piran & Sari (1999) 和 Kobayashi & Sari (2000) 给出。我们现在考虑这个极端相对论激波先在均匀介质或者星风中膨胀, 后与外部的致密介质碰撞。

我们假设外部介质有这样的分布:

$$n = \begin{cases} n_1 & R > R_0 \\ AR^{-s} & R \leq R_0 \end{cases} \quad (1)$$

其中, n_1 是常数, 如果内部介质是均匀的 ($s=0$), $A=n_0 \times 1\text{cm}^{-3}$; 如果内部介质是星风 ($s=2$), $A=3 \times 10^{35} A_* \text{cm}^{-1}$ 。Ramirez-Ruiz *et al.* (2001) 证明了大质量恒星星风和周围介质作用可以产生高达 10^{17}cm 的密度跳变。在未与致密介质碰撞前, 冲击波遵循 Blandford-McKee's (1976) 解: 当内部介质均匀时, $\gamma = 8.2 E_{53}^{1/8} n_0^{1/8} t^{-3/8}$; 内部介质为星风时, $\gamma = 8.8 E_{53}^{1/4} A_*^{-1/4} t^{-1/4}$, 其中, E_{53} 是冲击波以 10^{53} 尔格为单位的能量, t 是观测者以天为单位的时间 (忽略了红移效应)。随后, 激波与致密介质的作用分为两个部分: 向热壳层传播的反向激波 (也就是被相对论激波扫入的 $R \leq R_0$ 的介质), 和向致密介质传播的正向激波。整个系统被分为 4 个部分: ① 未激波化的致密介质; ② 激波化后的致密介质; ③ 激波化的热壳层; ④ 未激波化的热壳层。 n_i , e_i 和 p_i 分别是区域 “ i ” 静止系中的重子数密度, 能量密度和压力, γ_i 和 β_i 分别是区域 “ i ” 的当地静止的坐标系中的洛伦兹因子和无量纲速度, γ_{ij} 和 β_{ij} 分别是在区域 “ j ” 的静止系中测得的区域 “ i ” 的洛伦兹因子和无量纲速度。如果 $\gamma_i \gg 1$ 且 $\gamma_j \gg 1$, 有 $\gamma_{ij} \approx (\gamma_i / \gamma_j + \gamma_j / \gamma_i) / 2$ 。我们进一步假设, 区域 2, 3 和 4 是相对论的, 而区域 1 是冷的, 则描述密度跳变情形的正反激波的方程为 (Blandford & McKee 1976; Sari & Piran 1995; Kumar & Piran 2000; Zhang & Mészáros 2001a):

$$\frac{e_2}{n_2 m_p c^2} = \gamma_2 - 1, \quad \frac{n_2}{n_1} = 4\gamma_2 + 3 \quad (2)$$

$$\gamma_{34}^2 = \frac{(1+3e_3/e_4)(3+e_3/e_4)}{16e_3/e_4} \quad (3)$$

$$\left(\frac{n_3}{n_4}\right)^2 = \frac{(e_3e_4)(1+3e_3/e_4)}{3+e_3e_4} \quad (4)$$

其中 m_p 是质子的质量。区域 2 和 3 在激波断面上保持压力平衡和速度相等, 即 $\gamma_2 = \gamma_3$ 和 $e_2 = e_3$ 。在这些条件下, 方程 (2), (3) 和 (4) 的解只依赖于参数 γ_4 和 $f \equiv e_4/(n_1 m_p c^2)$ 。方程的解存在两个极限, 即反向激波分别是相对论的或者牛顿的情况。如果 $e_3 \gg e_4$, 那么初始的反向激波是相对论的,

$$\gamma_2 = \gamma_3 = \frac{\gamma_4^{1/2} f^{1/4}}{3^{1/4}}, \quad \gamma_{34} = \frac{3^{1/4} \gamma_4^{1/2}}{2 f^{1/4}} \gg 1 \quad (5)$$

此时, 要求 $\alpha \equiv n_1/n_0 \gg 64/3 \approx 21$, n_0 是 $R = R_0$ 处内部介质的重子的数密度, 区域 4 中的介质的能量密度假设为 $4\gamma_4^2 n_0 m_p c^2$ 。根据式 (5), 有 $\gamma_3 \ll \gamma_4$, 说明区域 4 的初始动能大部分都被激波转化为热能。

另一方面, 如果 $1 < \alpha \ll 21$, 反向激波是非相对论的,

$$\gamma_{34} - 1 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{2\gamma_4/\sqrt{f-1}}{2\gamma_4/\sqrt{f}+2/\sqrt{3}} \right)^2 \equiv \frac{1}{2} \xi^2 \quad (6)$$

$$\gamma_2 = \gamma_3 \approx \gamma_4(1-|\xi|). \quad (7)$$

在这种情况下, $2\gamma_4 \sim \sqrt{f}$, 所以反向激波只将小部分 ($|\xi| \ll 1$) 的动能转化为热能, 因此正向激波的膨胀速度几乎与先前激波的速度相当。

当反向激波初始时为相对论情形, 要讨论余辉的光变曲线则必须知道反向激波扫入区域 4 和穿过区域 4 两个阶段中各热力学量和洛伦兹因子随半径的演化。当反向激波扫入区域 4 时, 区域 4 以恒定的洛伦兹因子 γ_4 绝热演化, 我们有 $n_4 \propto R^{-3}$, $e_4 \propto n_4^{4/3} \propto R^{-4}$, 由此得到 $f \propto R^{-4}$ 。对区域 2 和 3, 我们有 $\gamma_2 = \gamma_3 \propto f^{1/4} \propto R^{-1}$, $e_2 = e_3 \propto \gamma_2^2 \propto R^{-2}$, $n_2 \propto \gamma_2 \propto R^{-1}$ 和 $n_3 \propto n_4(e_3/e_4)^{1/2} \propto R^{-2}$ 。在这个阶段, $\gamma_{34} \propto R$, 与初始的相对论冲击波 $\gamma_{34} \propto R^{3/4}$ 不同 (Sari & Piran, 1995)。当反向激波扫过区域 4 后, 激波化后的密度跳变的介质开始接近 Blandford-McKee 解, 区域 3 有 $\gamma_3 \propto R^{-7/2}$, $e_3 \propto R^{-26/3}$ (Sari & Piran 1999a, 1999b), 区域 2 有 $\gamma_2 \propto R^{-3/2}$, $e_2 \propto R^{-3}$ 。

三、余辉的辐射演化

考虑所有区域在反向激波扫入区域 4 和穿过区域 4 两个不同阶段的同步加速辐射。波后电子分布通常为幂律函数, $dn_e/d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}$, $\gamma_e \geq \gamma_m$ 。现在只考虑 $p > 2$ 。假设激波化后的介质的内能密度转化到电子动能和磁场能量的比例 (ε_e 和 ε_B) 是常数。区域 “i” 中, 电子的最小的洛伦兹因子是 $\gamma_{m,i} = [(p-2)/(p-1)]\varepsilon_e e_i/(n_i m_e c^2)$, 磁场为 $B_i = (8\pi\varepsilon_B e_i)^{1/2}$, 式中 m_e 是电子的质量。

Sari, Piran & Narayan (1998) 提出, 能谱分为 4 段幂律谱, 由 3 个拐折频率决定: 自吸收频率、特征频率 $\nu_{m,i} = \gamma_i \gamma_{m,i}^2 e B_i / (2\pi m_e c)$ 和冷却频率 $\nu_{c,i} = 18\pi e m_e c / (\sigma_T^2 B_i^3 \gamma_i t^2)$, 其中, σ_T 是汤姆逊散射截面。我们忽略了电子同步加速辐射的自吸收效应, 因为它不影响光学辐射。为了确定一定频率的流量密度, 我们需要推导其峰值流量密度。观测到的峰值流量密度是 $F_{\nu_{m,i}} = N_{e,i} \gamma_i P_{\nu_{m,i}} / (4\pi D_L^2)$, 其中, $N_{e,i}$ 是区域 “i” 中半径 R 的电子数密度。 $P_{\nu_{m,i}} = m_e c^2 \sigma_T B_i / (3e)$ 是激波共动系中单个电子单位频率间隔内的辐射功率, D_L 是源距观测者的光度距离, 实际我们只要计算 $N_{e,i}$ 。首先, 区域 2 中电子总数为 $N_{e,2} = (4\pi/3)n_1(R^3 - R_0^3)$, 再有, 反向激波在区域 4 中扫过当地静止系中距离 dx'_4 的时间间隔为 $dt'_4 = dx'_4 / (\beta_{34}c)$, 对应于区域 3 静止系中的时间间隔 dt'_3 , 因为 $dt'_4 = \gamma_{34} dt'_3$, 而 dt'_3 与相对当地介质静止的坐标系中的时间间隔 (dt_m) 有关系: $dt'_3 = dt_m / \gamma_3 = dR / (\gamma_3 \beta_3 c)$, 所以, 我们可以得到区域 3 中电子数目为: $N_{e,3} = \int_0^{x'_4} 4\pi R^2 n_4 dx'_4 = \int_{R_0}^R 4\pi R^2 n_4 [\gamma_{34} \beta_{34} / (\gamma_3 \beta_3)] dR \propto (R^2 - R_0^2)$, 其中, $\beta_{34} \approx \beta_3 \approx 1$, 所以, 当反向激波扫过区域 4 时, 其中的电子数为 $N_{e,4} = 4\pi A R_0^{3-s} / (3-s) - N_{e,3}$ 。令 $N_{e,3}$ 等于区域 4 的初始的电子数目, 即 $N_{e,4} = 0$, 可以计算出反向激波刚刚扫过区域的位置的半径: 如果 $s=0$, 则 $R_\Delta = R_0(1 + 5.38 \times 10^{-3} n_0^{1/2} n_{1,3}^{-1/2})$; 如果 $s=2$, 则 $R_\Delta = R_0(1 + 1.25 \times 10^{-2} E_{53}^{-1/2} A n_{1,3}^{-1/2} t_0^{-1/2})$, 其中 $n_{1,3} = n_1 / 10^3 \text{ cm}^{-3}$, t_0 是 $R = R_0$ 处的观测时间。

尽管谱不依赖于激波后物质的流体动力学演化, 固定频率的光变曲线决定于 $\nu_{m,i}$, $\nu_{c,i}$ 和 $F_{\nu_{m,i}}$ 随时间的演化。这些量又决定于在 $R_0 \leq R \leq R_\Delta$ 和 $R > R_\Delta$ 时 γ_i , n_i , e_i 和 $N_{e,i}$ 随 R 和 t 的演化。但是, 我们发现, 对演化的典型值, $R_\Delta / R_0 - 1 \ll 1$, 说明 γ_i , n_i 和 e_i 几乎不变, 所以我们可以只考虑当 $R_0 \leq R \leq R_\Delta$ 时, $\nu_{c,i} (\propto t^{-2})$ 和 $N_{e,i}$ 随时间的演化。

在计算光变曲线时, 不同区域, 在当地静止系中同时辐射出的光子到达观测者的时间是不同的 (Zhang & Mészáros 2001a)。区域 4 中的洛伦兹因子远大于区域 2 和 3 中的洛伦兹因子, 所以在当地静止坐标系中的相同的时间间隔 dR/c , 区域 4 的辐射到达观测者的时间间隔为 $\sim dR / (2c\gamma_4^2)$, 区域 2 和 3 的辐射到达观测者的时间间隔为 $\sim dR / (2c\gamma_3^2)$ 。考虑到这个效应以及 γ_i 与 R 的标度关系, 我们得到区域 4 中 $R = R_\Delta$ 处的辐射的观测时间: 当 $s=0$ 时, $t_{\Delta,4} = t_0(1 + 1.16 \times 10^{-2} n_0^{1/2} n_{1,3}^{-1/2})$; 当 $s=2$ 时, $t_{\Delta,4} = t_0(1 + 2.50 \times 10^{-2} E_{53}^{-1/2} A n_{1,3}^{-1/2} t_0^{-1/2})$ 。而来自区域 2 和 3 中辐射的观测时间为: 当 $s=0$ 时, $t_{\Delta,3} = 1.33t_0$; 当 $s=2$ 时, $t_{\Delta,3} = 2.0t_0$ 。我们已经考虑了 $R_\Delta / R_0 - 1 \ll 1$ 。可以得到 $t_{\Delta,4} / t_0 - 1 \ll t_{\Delta,3} / t_0 - 1$, 说明来自区域 2 和 3 中辐射比来自区域 4 中辐射有一个延迟。

在 Dai and Lu (2002) 文的图 1 给出了 2 个 R-band ($\nu_R \approx 4.4 \times 10^{14} \text{ Hz}$) 的光变曲线, 极端相对论激波与密度跳变的介质相互作用产生的余辉。外围的介质密度假设 $n_1 \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, 是典型的星系巨分子云的密度。从图 1 中可以看出, $t \geq t_0$ 时, 流量密度 (F_{ν_R}) 下降, 而后突然增大, 最后在 $t = t_{\Delta,3}$ 时成幂律下降。可以这样理解: 开始的下降是因为谱的截断 $\nu_{\text{cut},4} < \nu_R$ (实线), 或者是在 $t_0 \leq t \leq t_{\Delta,4}$ 阶段的绝热膨胀时, 区域 4 中电子数的迅速减少, $N_{e,4} \propto [4t_{\Delta,4} / t_0 - (t/t_0 + 1)^2]$ (虚线)。注意到 $\nu_{\text{cut},4} = \nu_{c,0} (R/R_0)^{-4}$ 源自区域 4 中电子的快速冷却, 其中, $\nu_{c,0} = 2.8 \times 10^{13} \epsilon_{B,-1}^{3/2} E_{53}^{1/2} n_0^{-1} t_0^{-1/2} \text{ Hz}$ 是 $t = t_0$ 时扫进的电子的冷却频率。在 $t_0 \leq t \leq t_{\Delta,4}$ 阶段, 区域 2 和 3 辐射的流量密度都很低, 这是因为两个激波只扫入了少量

电子；同时，其辐射比区域 4 的辐射到达观测者的时间有一个延迟。在区域 2 和 3 中，随着电子扫入的数目逐渐增多，流量密度也迅速变大， $F_{v_R} \propto (t/t_0 - 1)(t/t_0)^{-1}$ ，前一个因子源于 $F_{v_{m,i}} \propto (t/t_0 - 1)$ ，后一个因子源于 $v_{e,i} \propto (t/t_0)^{-2}$ 。但是，如图示 $v_{e,3} < v_{m,3} < v_R$ ，区域 3 中的所有电子都是快速冷却的，所以区域 3 的 R-band 的流量密度在 $t \geq t_{\Delta,3}$ 时消失，只能测到区域 2 的流量密度。因此，在 $t = t_{\Delta,3}$ 时可以得到流量密度的一个陡峭的衰减。在 Dai and Lu (2002) 文的图 2 给出了 $R \leq R_0$ 区域介质是星风时的余辉的光变曲线。

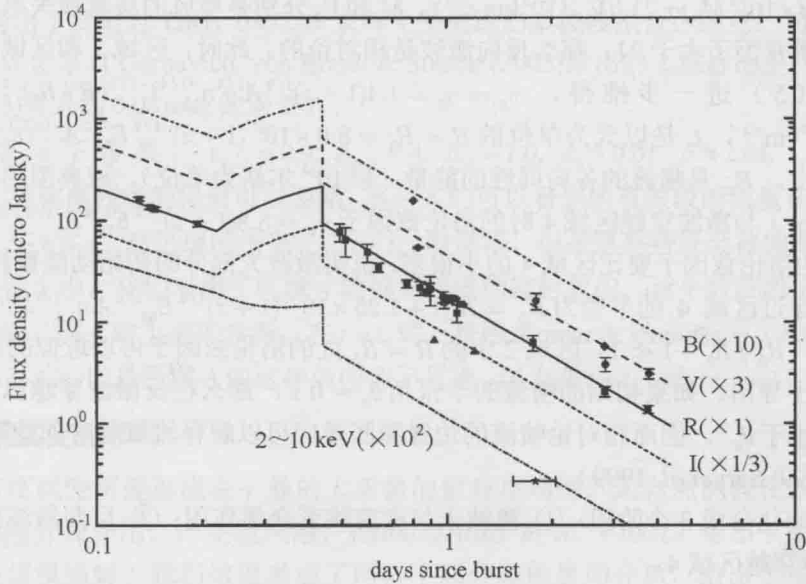


图 1 对 GRB 030226 余辉的多波段拟合，假设极端相对论的激波在存在密度跳变的介质中膨胀。参数与文中取的一致。数据取自 Ando *et al.* 2003a, 2003b; Covino *et al.* 2003; Fatkhullin *et al.* 2003; Garnavich, von Braun & Stanek 2003; Greiner *et al.* 2003b; Guarnieri *et al.* 2003; Maiorano *et al.* 2003; Nysewander *et al.* 2003; Price & Warren 2003; R myantsev, Biryukov, & Pozanenko 2003; Rumyantsev, Sergeeva & Pozanenko 2003; Semkov 2003; von Braun, Garnavich & Stanek 2003a, 2003b; Zeh *et al.* 2003

四、观测：GRB 030226

GRB 030226 的光变特征：暴后 ~ 0.2 内，R-band 余辉按照 $\sim t^{-1.2}$ 衰减，在暴后 $\sim 0.2 \sim 0.5$ 天，重新增亮，此后， $\sim t^{-2.0}$ 衰减。这个光变曲线可以很好的用极端相对论的喷流冲击波与外部有密度跳变的介质作用来拟合。冲击波与有密度跳变的介质作用，产生相对论的正反激波，导致观测到的突然增亮，随后喷流的边缘膨胀效应引起余辉的幂律衰减，拟合暗示了 GRB 030226 前身星的星风可以产生大的密度跳变。按照以前的喷流余辉演化，GRB 030226 的早期的余辉的外推与后期光变曲线应在 ~ 2 处相交，而不是 ~ 0.5 天，这就暗示了 GRB 030226 有再增亮的现象。

1. GRB 030226

余辉光变曲线的暗示：HETE-2 触发后的 ~ 0.5 天，光变曲线以 (α_2) 衰减，说明余辉

可能源自高度集束的相对论激波，这是因为这个激波由球状演化阶段到扩散阶段可以导致流量的光变曲线以 t^{-p} ($p > 2$) 衰减 (Rhoads 1999; Sari, Piran & Halpern 1999; for the case of $1 < p < 2$ see Dai & Cheng 2001)。所以，对 GRB 030226 有， $p = \alpha_2 \approx 2$ 。如果假设早期的余辉来自激波在密度分布为 $n_w \propto R^{-s}$ 的介质中的膨胀，那么光变曲线在慢冷却阶段的指数为 $\alpha_1 = 3(p-1)/4 + s/(8-2s)$ (Dai & Lu 1998b; Mészáros, Rees & Wijers 1998)，观测得到 $\alpha_1 \approx 1.2$ ，结合 p 值，可以求出 $s \approx 2$ ，暗示了 GRB 030226 是发生在星风环境的 γ 暴。

$A_* = (\dot{M}/10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1})/(V_w/10^3 \text{km s}^{-1})$ ， \dot{M} 和 V_w 分别是星风的质量损失率和星风的速度。若密度跳变因子大于 21，那么反向激波是相对论的。此时，区域 2 和区域 3 的洛伦兹因子由式 (5) 进一步推得， $\gamma_2 = \gamma_3 = 1.4(1+z)^{1/2} A_*^{1/4} n_{1,3}^{-1/4} t_0^{-1/2} (R/R_0)^{-1}$ ，其中， $n_{1,3} = n_1/10^3 \text{cm}^{-3}$ ， t_0 是以天为单位的 $R = R_0 = 8.0 \times 10^{17} (1+z)^{-1/2} E_{53}^{1/2} A_*^{-1/2} t_0^{1/2} \text{cm}$ 处的观测时间（其中， E_{53} 是喷流的各向同性的能量，以 10^{53} 尔格为单位）。取典型的参数值，比较 γ_2 （或者 γ_3 ）与激波穿越区域 4 时的洛伦兹因子 $\gamma_4 = 8.8(1+z)^{1/4} E_{53}^{1/4} A_*^{-1/4} t_0^{-1/4}$ ，容易看出，区域 3 的洛伦兹因子要比区域 4 的小很多，说明激波大部分的初始动能被转化成内能。反激波恰好穿过区域 4 的半径为 $R_\Delta = R_0[1 + 1.25 \times 10^{-2} (1+z)^{1/2} E_{53}^{-1/2} A_* n_{1,3}^{-1/2} t_0^{-1/2}]$ ，取典型的参数值时， $R_\Delta/R_0 - 1 \ll 1$ ，区域 2 中的 $R = R_\Delta$ 处的洛伦兹因子可以近似的由 $R = R_0$ 处的洛伦兹因子导出。如果初始的喷流的半张角 $\theta_0 \sim 0.1$ ，那么在反激波穿越以后，洛伦兹因子就会远小于 θ_0^{-1} ，因而相对论喷流的边缘膨胀效应可以解释流量随时间的幂律衰减 t^{-p} (Rhoads 1999; Sari *et al.* 1999)。

我们将演化分成 3 个阶段：① 激波未与密度跳变介质作用；② 反向激波扫入区域 4；③ 反向激波穿越区域 4。

利用 Chevalier & Li's (2000) 的结果，我们可以求出 $v_{m,i}$ ， $v_{c,i}$ ， $F_{vm,i}$ 3 个量在各阶段的表达式。在 I 阶段： $v_m^I(t) = 4.8 \times 10^{13} (1+z)^{1/2} \epsilon_{e,-1}^2 \epsilon_{13}^{1/2} \xi^2 E_{53}^{1/2} t^{-3/2} \text{Hz}$ ， $v_c^I(t) = 6.6 \times 10^{13} (1+z)^{-3/2} \epsilon_{B,-1}^{-3/2} E_{53}^{1/2} A_*^{-2} t^{1/2} \text{Hz}$ ，and $F_{v,\max}^I(t) = 0.59(1+z)^{3/2} \epsilon_{B,-1}^{1/2} E_{53}^{1/2} A_* t^{-1/2} D_{L,28}^{-2} \text{Jy}$ ，其中， $\xi = (p-2)/(p-1)$ ， $\epsilon_e = 0.1 \epsilon_{e,-1}$ ， $\epsilon_B = 0.1 \epsilon_{B,-1}$ 是常数，分别为波后流体的内能转化为电子能量和磁场能量的相对分数， t 为观测时间，以天为单位， $D_{L,28}$ 是距源的光度距离，以 10^{28}cm 为单位。

在 II 阶段，谱的转折频率和峰值流量分别这样演化，

$$v_{m,i}^{\text{II}} = \begin{cases} 1.3 \times 10^{12} (1+z) \epsilon_{e,-1}^2 \epsilon_{B,-1}^{1/2} \xi^2 A_* n_{1,3}^{-1/2} t_0^{-2} (R/R_0)^{-4} \text{Hz}, & \text{if } i = 2, \\ 1.0 \times 10^{15} \epsilon_{e,-1}^2 \epsilon_{B,-1}^{1/2} \xi^2 E_{53} A_*^{-1} n_{1,3}^{1/2} t_0^{-1} (R/R_0)^{-2} \text{Hz}, & \text{if } i = 3, \\ v_m^I(t_0) (R/R_0)^{-4} & \text{if } i = 4, \end{cases} \quad (8)$$

$$v_{c,i}^{\text{II}} = \begin{cases} 1.0 \times 10^{12} (1+z)^{-1} \epsilon_{B,-1}^{-3/2} A_*^{-1} n_{1,3}^{-1/2} (t/t_0)^{-2} (R/R_0)^4 \text{Hz}, & \text{if } i = 2, 3, \\ v_c^I(t_0) (R/R_0)^{-4} & \text{if } i = 3, \end{cases} \quad (9)$$

$$F_{vm,i}^{\text{II}} = \begin{cases} 470(1+z)^{1/2} \epsilon_{B,-1}^{1/2} E_{53}^{1/2} A_*^{-1} n_{1,3} t_0^{1/2} D_{L,28}^{-2} [(R/R_0)^3 - 1] (R/R_0)^{-2} \text{Jy}, & \text{if } i = 2, \\ 28(1+z) \epsilon_{B,-1}^{1/2} E_{53} n_{1,3}^{1/2} D_{L,28}^{-2} [(R/R_0)^2 - 1] (R/R_0)^{-2} \text{Jy}, & \text{if } i = 3, \\ F_{v,\max}^I(t_0) \xi (R/R_0)^{-2} & \text{if } i = 4, \end{cases} \quad (10)$$

其中, ξ 是区域 4 中半径 $R \in (R_0, R_\Delta)$ 处和半径 R_0 处的电子总数的比率。应该强调的是式 (9) 中的 $v_{c,4}^{\text{II}}$ 实际上是辐射截断频率, 因为区域 4 绝热膨胀, 所以在该区域, 没有大于 $v_{c,4}^{\text{II}}$ 的辐射。在区域 2 和区域 3, 当 $R = R_\Delta$ 时, 有 $t_{\Delta,2} = t_{\Delta,3} = 2.0t_0$ 。如果余辉源于喷流, 在阶段 III, 可以给出区域 2 中的拐折频率和峰值流量为, $v_{m,2}^{\text{III}} = v_{m,2}^{\text{II}}(t/t_{\Delta,2})^{-2}$, $v_{c,2}^{\text{III}} = v_{c,2}^{\text{II}}(t_{\Delta,2})$, $F_{v_{m,2}}^{\text{III}} = F_{v_{m,2}}^{\text{II}}(t/t_{\Delta,2})^{-1}$ (Sari *et al.* 1999)。如果取下文中的参数, 区域 3 的截断频率低于光学频率, 所以, 区域 3 中没有光学波段以上的辐射。

图 1 给出了我们对 GRB 030226 余辉光变曲线的多波段拟合。注意: 初始 4 个点的 0.05 mag 的误差来自 Garnavich, von Braun & Stanek (2003) 给出的 2 颗标准星, 这个误差小于 Zeh (2003) 等人的 0.03 mag 的误差。

模型取以下参数: $\epsilon_{e,-1} = 0.9$, $\epsilon_{B,-1} = 4$, $E_{53} = 1.0$, $A_e = 0.01$, $p = 2.01$, $t_0 = 0.22$ 天, $n_{1,3} = 0.1$ 。如果偏离视线的辐射可以忽略, 那么人们可以看到所有波段的流量在开始时 $t \approx t_0$ 减小, 在 $t_0 \leq t \leq t_{\Delta,2}$ 时迅速的增亮, 在 $t \approx t_{\Delta,2}$ 时陡降, 但是这些特征会被偏离视线的辐射平滑掉。在图 1 中, 我们考虑了区域 4 的偏离视线的辐射效应, 这个效应源于区域 4 的极端相对论膨胀, (e.g. 取上面的参数, 在 $t \approx t_0$ 时, 按照 Kumar & Panaitescu (2000) 的方法, 得到 $\gamma_4 \sim 53 \gg 1$)。但是区域 3 的这种效应并不显著, 因为在 $t \approx t_{\Delta,2}$ 时, $\gamma_3 \sim 2.9$ 是 1 的量级。

2. 密度跳变的形成

大的密度跳变可能形成在 γ 暴的大质量的前身星周围。最自然的假设就是大质量恒星星风与周围介质作用, 产生星风泡。Ramirez-Ruiz *et al.* (2001) 给出了星风泡的动力学演化的数值模拟解, 我们这里考虑了两种不同分布的暴周介质, 给出了密度跳变的相对强度因子。

第一种情况: 大质量星的外部环境是均匀的密度为 n_1 的巨分子云 (GMC)。两个激波, 一个是向星风传播的反向激波, 一个是向巨分子云传播的正向激波。把系统分为四个区域: ① 未激波化的 GMC 气体; ② 激波化后的 GMC 气体; ③ 激波化的星风气体; ④ 未激波化的星风气体, 质量损失率为 \dot{M} , 速度为 v_w 。区域 2 和 3 被激波间断面分开。假设两个激波是绝热演化的 (Castor, McCray & Weaver 1975; Wijers 2001; Mirabal *et al.* 2003), 我们得到正向激波的半径为:

$$R_{\text{sh}}^f \approx 4.8 \times 10^{18} \dot{M}_{-7}^{1/5} v_{w,3}^{2/5} n_{1,2}^{-1/5} t_{w,5}^{3/5} \text{ cm} \quad (11)$$

反向激波的半径为:

$$R_{\text{sh}}^r \approx 7.0 \times 10^{17} \dot{M}_{-7}^{3/10} v_{w,3}^{1/10} n_{1,2}^{-3/10} t_{w,5}^{2/5} \text{ cm} \quad (12)$$

其中, $\dot{M}_{-7} = \dot{M} / 10^{-7} \dot{M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, $v_{w,3} = v_w / 10^3 \text{ kms}^{-1}$, $n_{1,2} = n_1 / 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $t_{w,5}$ 是星风的寿命, 以 10^5 年为单位。因为我们拟合得 $A_e \sim 0.01$, 所以根据 A_e 的定义, 这里取 $\dot{M} \sim 10^{-7} v_{w,3} \dot{M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, 正是主序星星风的典型值, 而且不比 Wolf-Rayet 星的星风质量损失率小很多 (Willis 1991)。密度跳变出现在激波间断面上, 相对强度因子为

$$\chi = \frac{n_c}{n_w (R_{sh}^r)} \sim 1.7 \times 10^4 \dot{M}_{-7}^{-2/5} V_{w,3}^{6/5} n_{1,2}^{2/5} t_{w,5}^{4/5} \quad (13)$$

在我们的拟合中, 取合适的星风参数, 密度跳变出现在 $R_0 \sim 2.2 \times 10^{18} \text{ cm}$, R_0 大于 R_{sh}^f , 接近 R_{sh}^r , 说明产生余辉的激波在早期可以到达密度间断面, 产生观测到的 GRB 030226 的光变曲线的再增亮现象。

第二种情况: 大质量星 (例如, Wolf-Rayet 星) 的快速星风的周围有可能是致密的慢星风。因为该前身星有可能经过了红巨星 (RSG) 演化阶段, 产生了具有较高质量损失率 (\dot{M}_{RSG}), 较慢速度 (V_{RSG}) 的星风, 形成了密度为 $n_{RSG}(R) = 3 \times 10^{37} (\dot{M}_{RSG,-5} / V_{RSG,1}) R^{-2} \text{ cm}^{-1}$ 的致密介质, 其中 $\dot{M}_{RSG,-5} = \dot{M}_{RSG} / 10^{-5} \dot{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $V_{RSG,1} = V_{RSG} / 10 \text{ km s}^{-1}$ 。红巨星星风与均匀的介质作用, 可能产生 (RSG) 红巨星星风泡, 其演化绝热, 类似于上面讨论的情况。由方程 (12), 得到被红巨星星风扫进的薄壳层的半径, $R_{sh,RSG} \approx 1.9 \times 10^{18} \dot{M}_{RSG,-5}^{1/5} V_{RSG,1}^{2/5} n_{1,2}^{-1/5} t_{RSG,5}^{3/5} \text{ cm}$, 其中 $t_{RSG,5}$ 是红巨星星风的寿命, 以 10^5 年为单位。在间断面的密度跳变的强度:

$$\chi_{RSG} \sim 11 \dot{M}_{RSG,-5}^{-2/5} V_{RSG,1}^{6/5} n_{1,2}^{2/5} t_{RSG,5}^{4/5}.$$

当 Wolf-Rayet 星的快速星风扫进了先前形成的慢星风, 形成另一个星风泡。Chevalier & Imamura (1983) 给出了该星风泡的自相似演化解, 假设绝热演化, (Garcia-Segura & Mac Low 1995), 正向激波的半径为:

$$R_{sh}^f \approx 8.6 \times 10^{18} \dot{M}_{-7}^{1/3} V_{w,3}^{2/3} \dot{M}_{RSG,-5}^{-1/3} V_{RSG,1}^{1/3} t_{w,5} \text{ cm} \quad (14)$$

反向激波的半径为:

$$R_{sh}^r \approx 1.6 \times 10^{18} \dot{M}_{-7}^{1/2} V_{w,3}^{1/2} \dot{M}_{RSG,-5}^{-1/2} V_{RSG,1}^{1/2} t_{w,5} \text{ cm} \quad (15)$$

令式 (14) 中的 R_{sh}^f 等于 $R_{sh,RSG}$, 定义 Wolf-Rayet 星风的特征寿命,

$$t_w^{cr} \approx 2.2 \times 10^4 \dot{M}_{-7}^{-1/3} V_{w,3}^{-2/3} \dot{M}_{RSG,-5}^{8/15} V_{RSG,1}^{1/15} n_{1,2}^{-1/5} t_{RSG,5}^{3/5} \text{ yrs} \quad (16)$$

如果 $t_w \leq t_w^{cr}$, Wolf-Rayet 星风只扫进 RSG 星风。在这种情况下, 大的密度跳变发生在间断面, 其强度因子为 $\chi_w = n_{RSG}(R_{sh}^f) / n_w(R_{sh}^r) \sim 360 \dot{M}_{-7}^{-2/3} V_{w,3}^{2/3} \dot{M}_{RSG,-5}^{2/3} V_{RSG,1}^{-2/3}$, 其中, R_{sh}^f and R_{sh}^r 分别由式 (14) 和 (15) 给出。当 $R_{sh}^f \sim R_{sh,RSG}$, 上面的两个密度跳变重合为一个密度跳变, 相对强度因子为

$$\chi \sim \chi_w \chi_{RSG} \sim 4 \times 10^3 \dot{M}_{-7}^{-2/3} V_{w,3}^{2/3} \dot{M}_{RSG,-5}^{4/15} V_{RSG,1}^{8/15} n_{1,2}^{2/5} t_{RSG,5}^{4/5} \quad (17)$$

另一方面, 如果 $t_w > t_w^{cr}$, Wolf-Rayet 星风不仅扫入了 RSG 星风, 而且扫入了周围的巨分子云, 其动力学演化可以用式 (11) 和 (12) 来描述, 发生在间断面的密度跳变的强度因子可以由式 (13) 来求出。

在这两种情况下, 因为 R_0 大于 R_{sh}^r , 同时与 R_{sh}^f 接近, 所以产生余辉的激波足以在 GRB 030226 的早期到达间断面的密度跳变。

五、结论

根据 Dai and Lu (2002) 和 Dai and Wu (2003), 本文给出了 γ 暴暴周介质存在密度跳变时激波的演化, 余辉的辐射的演化, 并很好地拟合了 GRB 030226 的光变曲线, 解释了 GRB 030226 的再增亮现象, 为 γ 暴前身星及其周围介质的研究提供了重要线索。

参考文献

- 1 Ando, M. *et al.* 2003a, GCN Circ. 1882
- 2 Ando, M. *et al.* 2003b, GCN Circ. 1884
- 3 Blandford, R. D., & McKee, C.F. 1976, Phys. Fluids, 19, 1130
- 4 Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. 1975, ApJ, 200, L107
- 5 Chang, H.Y., Lee, C.H., & Yi, I. 2001, A&A Lett., in press (astro-ph/0110640)
- 6 Chevalier, R.A., & Imamura, J.N. 1983, ApJ, 270, 554
- 7 Chevalier, R.A., & Li, Z. Y. 1999, ApJ, 520, L29
- 8 Chevalier, R.A., & Li, Z. Y. 2000, ApJ, 536, 195
- 9 Covino, S. *et al.* 2003, GCN Circ. 1909
- 10 Dai, Z. G., & Cheng, K.S. 2001, ApJ, 558, L109
- 11 Dai, Z. G., & Lu, T. 1998a, Phys. Rev. Lett., 81, 4301
- 12 Dai, Z. G., & Lu, T. 1998b, Phys. Rev. Lett., 81, 4301
- 13 Dai, Z. G., & Lu, T. 1999, ApJ, 519, L155
- 14 Dai, Z. G., & Lu, T. 2000, ApJ, 537, 803
- 15 Dai, Z. G., & Lu, T. 2002, ApJ, 565, L87
- 16 Dai, Z. G., & Wu, X.F. 2003, ApJ, 591, L21
- 17 Fatkhullin, T. *et al.* 2003, GCN Circ. 1925
- 18 Fox, D. W., Chen, H. W., & Price, P. A. 2003, GCN Circ. 1879
- 19 Frail, D. A. *et al.* 2001, ApJ, 562, L55
- 20 Galama, T. J., & Wijers, R. A. M. J. 2001, ApJ, 549, L209
- 21 Garcia-Segura, G. G., & Mac Low, M.M. 1995, ApJ, 455, 145
- 22 Garnavich, P., von Braun, K., & Stanek, K. 2003, GCN Circ. 1885
- 23 Greiner, J., Guenther, E., Klose, S., & Schwarz, R. 2003a, GCN Circ. 1886
- 24 Greiner, J., Ries, C., Barwig, H., Fynbo, J., & Klose, S. 2003b, GCN Circ. 1894
- 25 Guarnieri, A. *et al.* 2003, GCN Circ. 1892
- 26 Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1999, ApJ, 513, 669
- 27 Kobayashi, S., & Sari, R. 2000, ApJ, 542, 819
- 28 Kumar, P., & Piran, T. 2000, ApJ, 532, 286

- 29 Kumar, P., & Panaitescu, A. 2000, ApJ, 541, L51
- 30 Kobayashi, S., & Zhang, B. 2003, ApJL, submitted (astro-ph/0304086)
- 31 Li, Z. Y., & Chevalier, R. A. 2003, ApJ, 589, L69
- 32 Luo, D., & McCray, R. 1991, ApJ, 379, 659
- 33 Maiorano, E. *et al.* 2003, GCN Circ. 1993
- 34 Mészáros, P. 2001, to appear in ARA&A(2002)(astro-ph/0111170)
- 35 Mészáros, P., & Rees, M. J. 1999, MNRAS, 306, L39
- 36 Mészáros, P., Rees, M. J., & Wijers, R. A. M. J. 1998, ApJ, 499, 301
- 37 Mirabal, N. *et al.* 2003, ApJ, submitted (astro-ph/0303616)
- 38 Nakar, E., Piran, T., & Granot, J. 2003, New A, 8, 495
- 39 Nysewander, M.C., Moran, J., Reichart, D., Henden, A., & Schwartz, M. 2003, GCN Circ. 1921
- 40 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, ApJ, 543, 66
- 41 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2000, ApJ, in press(astro-ph/0109124)
- 42 Piran, T. 1999, Phys. Rep., 314, 575
- 43 Pedersen, K., Fynbo, J., Hiorth, J., & Watson, D. 2003, GCN Circ. 1924
- 44 Price, P. A. *et al.* 2002, ApJ, 572, L51
- 45 Price, P. A., Fox, D. W., & Chen, H. W. 2003, GCN Circ. 1880
- 46 Price, P. A., & Warren, B. E. 2003, GCN Circ. 1890
- 47 Ramirez-Ruiz, E., Dray, L. M., Madau, P., & Tout, C. A. 2001, MNRAS, 327, 829
- 48 Rhoads, J. 1999, ApJ, 525, 737
- 49 Rumyantsev, V., Biryukov, V., & Pozanenko, A. 2003, GCN Circ. 1908
- 50 Rumyantsev, V., Sergeeva, I., & Pozanenko, A. 2003, GCN Circ. 1929
- 51 Ramirez-Ruiz, E., Dray, L. M., Madau, P., & Tout, C. A. 2001, MNRAS, in press (astro-ph/0012396)
- 52 Reichart, D. E., & Price, P. A. 2001, ApJ, in press (astro-ph/0107547)
- 53 Rhoads, J. 1999, ApJ, 525, 737
- 54 Sari, R., & Esin, A. A. 2001, ApJ, 548, 787
- 55 Sari, R., & Piran, T. 1995, ApJ, 455, L143
- 56 Sari, R., & Piran, T. 1999a, ApJ, 517, L109
- 57 Sari, R., & Piran, T. 1999b, ApJ, 520, 641
- 58 Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, ApJ, 519, L17
- 59 Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJ, 497, L17
- 60 Sako, M., & Fox, D. W. 2003, GCN Circ. 1928
- 61 Semkov, E. 2003, GCN Circ. 1935
- 62 Suzuki, M. *et al.* 2003, GCN Circ. 1888
- 63 Von Braun, K., Garnavich, P., & Stanek, K. 2003a, GCN Circ. 1881
- 64 Von Braun, K., Garnavich, P., & Stanek, K. 2003b, GCN Circ. 1902

- 65 Van Paradijs, J., Kouveliotou, C., & Wijers, R. A. M. J. 2000, ARA&A, 38, 379
- 66 Vietri, M., & Stella, L. 1998, ApJ, 507, L45
- 67 Vikram, D., & Balick, B. 1998, ApJ, 497, 267
- 68 Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. ,2000, MNRAS, 317, 170
- 69 Waxman, E. 1997, ApJ, 485, L5
- 70 Wei, D. M., & Lu, T.1998, ApJ, 505, 252
- 71 Wijers, R. A. M. J. 2001, in Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era, eds. E. Costa, F. Frontera & J. Hjorth (Springer), 306
- 72 Willis, A. J. 1991, in Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies, eds. K. A. van der Hulcht & B. Hidayat (Dordrecht: Reidel), 265
- 73 Wu, X. F., Dai, Z. G., Huang, Y. F., & Lu, T. 2003, MNRAS, in press (astro-ph/0304110)
- 74 Zeh, A., Klose, S., Greiner, J., Fynbo, J., & Jakobsson, P. 2003, GCN Circ. 1898
- 75 Zhang, B., & Mészáros, P. 2001b, ApJ, 559, 110
- 76 Zhang, B., & Mészáros, P. 2002, ApJ, 566, 712

γ 暴时域功率密度谱与光度的强相关

杨翌宇 宋黎明 申荣锋 黎卓 吕雨生

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘 要 本文提供了一个基于光变曲线的长 γ 暴光度的估计量。我们对 BASTE 记录到的 12 个已知红移的 γ 暴, 利用时域上的时变分析方法计算了各暴的功率密度谱, 用功率密度的峰值 P 表征光变曲线变化的剧烈程度。通过拟合发现在共动坐标系 P 与 γ 暴的各向同性峰值光度 L 之间存在着相关关系: $\log[P(1+z)^3] = k \log L + b$, 其中斜率 $k = 1.35 \pm 0.36$, 截距 $b = -62.97 \pm 19.22$, 因子 $(1+z)^3$ 源于时间拉伸效应。这是继 Norris *et al.* (2000) 和 Reichart *et al.* (2001) 发现时间延迟与光度、变化率与光度的相关性之后又一个 γ 暴时变特征量与其光度之间的相关关系。

关键词 γ 射线 暴; γ 射线 理论

一、引言

γ 暴的宇宙学起源 (Costa *et al.*, 1997; Metzger *et al.*, 1997; Kulkarni *et al.*, 1998), 使得对 γ 暴的研究具有宇宙学意义, 有可能通过其前身星、起源、辐射机制、分类等方面的研究提供宇宙学研究需要的演化、分布等信息, 因此 γ 暴距离的确定有着重要意义。在这个过程中时变特性的研究为获取 γ 暴的红移信息提供了一个良好的途径, 得出了有价值的结果。Norris 等 (Norris *et al.*, 2000) 研究了 8 个已知红移的 γ 暴, 发现不同能量通道的脉冲结构之间的时间延迟与最大光度之间有一个很好的相关关系: $L \sim 1.3 \times (\tau / 0.01s)^{-1.15}$, 其中 τ 为 BATSE 第一能道相对于第三能道光变曲线的时间延迟。Fenimore 等 (Fenimore *et al.*, 2000) 也研究了这些 γ 暴, 在高出背景计数 5σ 的时间窗口上定义光变曲线的变化率 (variability), 以 V 表示这个参数。发现变化率-最大光度关系分布在两个幂律之间: $L/d\Omega = 5.9 \times 10^{60} V^{5.8} \text{ergs}^{-1}$ 和 $L/d\Omega = 2.4 \times 10^{54} V^{2.2} \text{ergs}^{-1}$ 。Reichart 等 (Reichart *et al.*, 2001) 重新定义了光变曲线在一定时间平滑窗口上的变化率 V 。在对 20 个有红移的 γ 暴光变曲线的分析中, 定量地给出了变化率与 γ 暴的各向同性峰值光度之间的相关关系: $L \propto V^{3.3}$, 即光变曲线比较光滑的 γ 暴, 其绝对光度较小。但是该方法得到的相关关系依赖于时间窗口的选取, 对有的 γ 暴还会出现时间窗口在光变曲线上不是连续的情况, 存在时间窗口选取的不确定性问题。

李惕碛等 (Li, Feng & Chen, 1999; Li, 2001; Li & Muraki, 2002) 发展出一套时域

上的时变分析方法, 可以从光变曲线出发, 得出反应光变曲线整体特征的不同时间尺度上的时变功率密度。申荣锋等 (Shen & Song, 2003) 进一步将这一方法应用到 γ 暴的光变曲线上, 得到了 γ 暴的典型光变时标。本文采用时域功率的分析方法研究 γ 暴光变曲线的时变性质, 对 BASTE 记录到的 12 个具有红移对应值的长 γ 暴, 计算各个暴在时域上的功率密度谱, 并拟合出功率密度的峰值和 γ 暴光度之间的关系。

本文第二节先介绍了时域功率密度谱的一般计算方法, 再考虑并道相位的影响, 给出长 γ 暴时域功率密度谱的计算方法。对于 CGRO/BASTE 记录到的 12 个已知红移的 γ 暴, 在第三节中计算了它们的时域功率密度谱, 在第四节中得出了这些暴时域功率密度的峰值与其光度之间的相关关系。第五节对本文所使用的时域分析方法以及由此得出的相关结果进行了讨论。

二、时域上的功率密度谱

1. 时域上功率密度谱的计算方法

设 $x(k)$ 是时间道宽为 Δt 的光变曲线, 包含 N 个数据点, $r(k)=x(k)/\Delta t$ 为相应的计数率。该光变曲线对应时间尺度 Δt 的功率定义为

$$P(\Delta t) = \frac{\text{Var}(x)}{(\Delta t)^2} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (x(k) - \bar{x})^2}{(\Delta t)^2} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (r(k) - \bar{r})^2 \quad (\text{rms}^2) \quad (1)$$

其中 $\bar{x} = \sum_{k=1}^N x(k)/N$, $\bar{r} = \sum_{k=1}^N r(k)/N$, rms^2 为方均根单位。

时间尺度 Δt_1 和 Δt_2 对应的功率分别为 $P(\Delta t_1)$ 和 $P(\Delta t_2)$ 。如果 $\Delta t_2 > \Delta t_1$, 则在 $\Delta t = (\Delta t_1 + \Delta t_2)/2$ 的时间尺度下, 功率密度为

$$p(\Delta t) = \frac{P(\Delta t_1) - P(\Delta t_2)}{\Delta t_2 - \Delta t_1} \quad (\text{rms}^2/\text{s}) \quad (2)$$

对于服从泊松分布的噪声 $x(i)$, 其功率为

$$P_n(\Delta t) = \frac{\text{Var}(x)}{(\Delta t)^2} = \frac{\langle x \rangle}{(\Delta t)^2} = \frac{r}{\Delta t} \quad (\text{rms}^2) \quad (3)$$

其中 r 是该噪声在全部光变曲线上的平均计数率。噪声功率密度为

$$p_n(\Delta t) = \frac{P_n(\Delta t_1) - P_n(\Delta t_2)}{\Delta t_2 - \Delta t_1} = \frac{r}{\Delta t_1 \Delta t_2} \quad (\text{rms}^2/\text{s}) \quad (4)$$

因此, 信号的功率密度为

$$p_s(\Delta t) = p(\Delta t) - p_n(\Delta t) \quad (\text{rms}^2/\text{s}) \quad (5)$$

信号的相对功率为

$$p'_s(\Delta t) = \frac{p_s(\Delta t)}{r^2} \quad [(\text{rms}/\text{mean})^2/\text{s}] \quad (6)$$

2. 长 γ 暴在时域上的功率密度谱

因为实际的 γ 暴持续时间比较短, 2.1 中时域功率密度谱的计算方法没有对光变曲线进行分段操作, 也就是将李惕碛等 (Li, Feng & Chen, 1999) 时域方法中的段数 M 取为 1。另外对于 γ 暴的光变曲线而言, 对应时间尺度 Δt 的功率谱应该反映光变曲线在这个时标上的全部性质, 因此要考虑对应时间尺度 Δt 的并道方式不是一种, 即要考虑对应时间尺度 Δt 并道时对相位的影响。我们模拟产生了真实的 γ 暴光变曲线, 以检验时域上时变分析方法的有效性。按照文献 (Norris *et al.*, 1996) 给出的 γ 暴脉冲形状, 模拟了一系列持续时间为 24 秒的光变曲线 (图 1(a)), 时间道宽为 1ms。为了消除位相误差, 采用初相位平均的方法计算该光变曲线在时域上的功率密度谱: 设 γ 暴的持续时间为 T , 取一组不同的起始时间 $t_{0i}, i=1, 2, \dots, n$, 将光变曲线延长至 $T+t_{0i}$ 。对于 $T < t < T+t_{0i}$ 的时段, $x(t) = x(t-T)$ 。采用 2.1 中的方法计算 t_{0i} 至 $T+t_{0i}$ 段光变曲线在时域上的功率密度谱 $p_i(\Delta t)$ 。平均功率密度为

$$p(\Delta t) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i(\Delta t) \quad (7)$$

以图 1(a) 的光变曲线为单元复制成一系列持续时间为 960 s 的光变曲线, 按照李惕碛等 (Li, Feng & Chen, 1999) 时域方法进行分段处理, 计算得到的时域功率密度谱与未分段的谱型相吻合 (图 1(b)), 说明时域上的时变分析方法适用于研究有限持续时间的真实 γ 暴的光变特性。

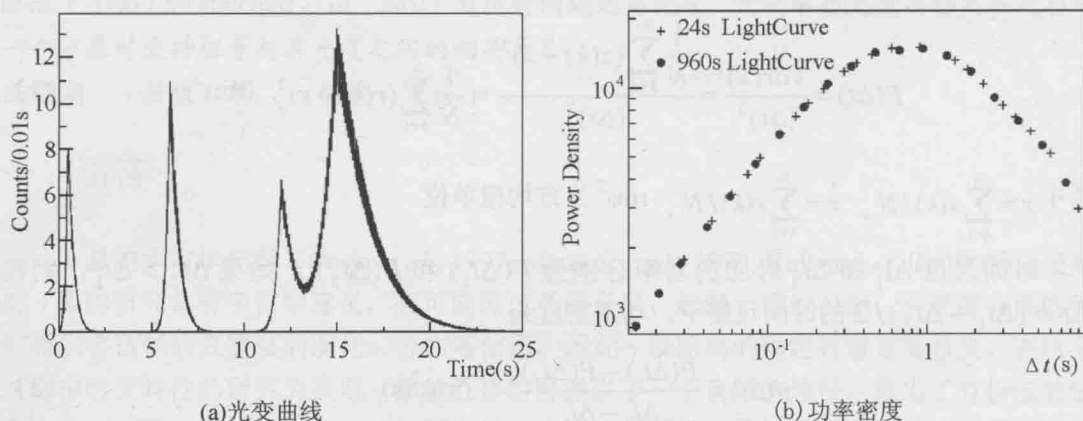


图 1 长 γ 暴的光变曲线及其时域功率密度谱

对比 Reichart 方法和本文采用的时域功率谱方法, 可以看出, 第一, 两种方法都考虑了泊松噪声功率的影响, 以得出真实的光变功率。第二, Reichart 方法计算的光变对应的是一个时间尺度上的功率, 而时域功率谱方法可以得出不同时间尺度上的功率密度。第三, 时域时变分析方法是选取整个光变曲线进行特征量的计算, 在研究光度与光变特征相关关系时应该更客观一些。

三、已知红移的 BASTE 长暴的功率密度谱

对于 CGRO/BASTE 记录到的 12 个已知红移的 γ 暴, 采用 LAD 探测器 4 个能道的总光子计数曲线, 时间分辨为 64ms, 持续时间依据 T_{90} 进行选取。各个暴的红移 z 和各向同性峰

值光度值 L 选自文献 (Reichert *et al.*, 2001) 中的 Table 1, 其中 GRB 000131 的红移取为确定值 4.5 (Andersen *et al.*, 2001), 并按 Reichart 的方法重新计算了它的各向同性峰值光度。

各个暴在时域上的功率密度谱按照 2.1 中介绍的方法计算得到, 并采用 2.2 中的方法进行初相位平均。为了保持光变曲线在不同时间尺度上的同一性, 各个暴的持续时间取为时间尺度的公倍数, 因此实际采用的持续时间接近但是不严格等于 T_{90} , 这对功率密度的计算结果影响不大, 因为由式 (1) ~ (6) 可知, 本方法计算得到的功率密度是整个光变曲线的统计效应, 持续时间与 T_{90} 的差别相对于时间道数近似可以忽略, 模拟计算也证实了这一点。对于 GRB 980703, BATSE 的 γ 暴持续时间表¹ 给出的持续时间为 411.648s, 而 64ms 时间精度的计数曲线只记录到该暴的后半部分, 从 1024ms 时间分辨的光变曲线上可以看到该暴有两个峰²。由于观测数据的限制本文只考虑了这个暴 64ms 时间精度的计数曲线。对于 GRB 970828、GRB 980326、GRB 980329 和 GRB 000131, 由于没有 T_{90} 值可以参照, 持续时间定义为光子计数率高出背景计数率 5σ 的连续时间段。

以 GRB 971214 和 GRB 970828 为例, 它们的光变曲线及其相应的功率密度谱如图 2 所示:

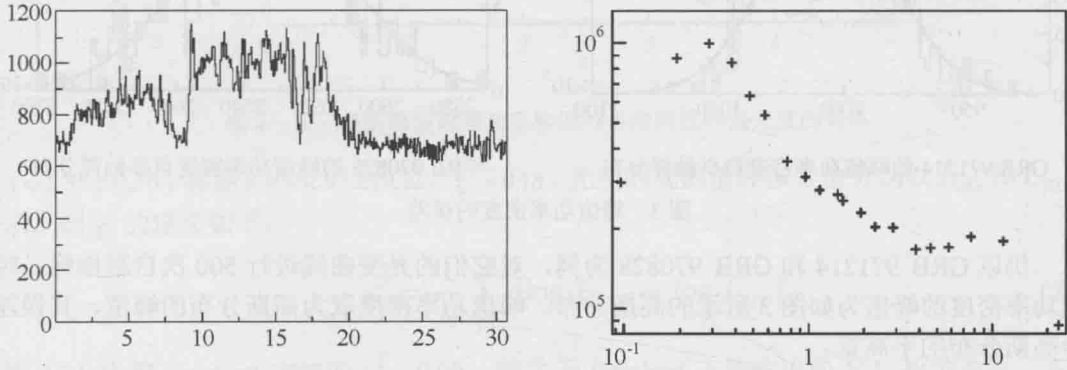


图 2 (a) GRB 971214 的光变曲线和功率密度谱

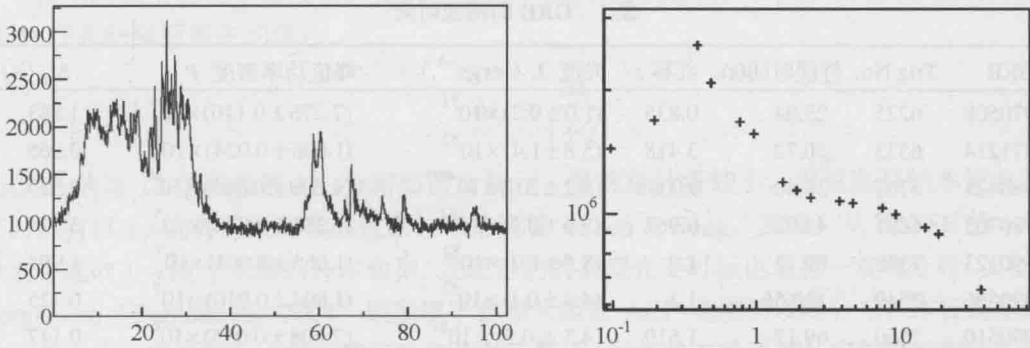


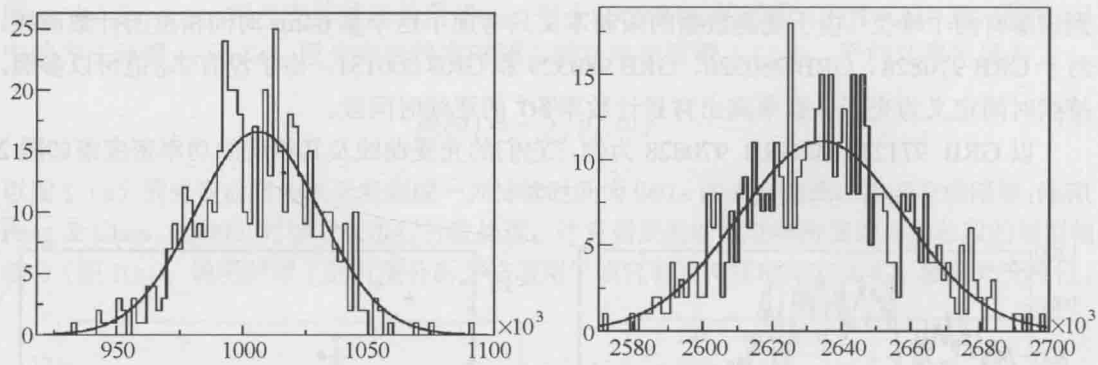
图 2 (b) GRB 970828 的光变曲线和功率密度谱

¹ http://cossic.gsfc.nasa.gov/batse/BATSE_Ctlg/duration.html

² <http://f64.nsstc.nasa.gov/batse/grb/lightcurve/counterparts/GRB980703.html>

四、功率谱的峰值功率与 γ 暴光度的关系

对于 CGRO/BASTE 的这 12 个已知红移的长暴, 由时域上的功率密度谱可以确定各个暴功率密度的峰值。峰值功率密度的误差由自举抽样 (bootstrap) 的方法得到: 对各暴的光变曲线进行 500 次泊松抽样, 计算每次光变曲线对应的时域功率密度峰值 P_i ($i=1,2,\cdots, 500$)。 P_i 满足峰值为 P 、半高宽为 σ 的高斯分布, 则峰值功率密度的误差取为 σ 。计算发现自举抽样得到的峰值功率密度与未经抽样的结果相近。



GRB 971214 的峰值功率密度自举抽样分布 GRB 970828 的峰值功率密度自举抽样分布
图 3 峰值功率密度的误差

仍以 GRB 971214 和 GRB 970828 为例, 对它们的光变曲线进行 500 次自举抽样, 时域功率密度的峰值为如图 3 所示的高斯分布。峰值功率密度取为高斯分布的峰值, 其误差为高斯分布的半高宽。

各暴的持续时间、红移、各向同性峰值光度和峰值功率密度及其误差列于表 1, 可以看到由时域上的时变分析方法得出的峰值功率密度比较稳定, 相对误差均在 10% 以内。

表 1 GRB 的持续时间

GRB	Trig No.	持续时间(s)	红移 z	光度 L (ergs ⁻¹)	峰值功率密度 P	Δt_p (s)
970508	6225	23.04	0.835	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^{51}$	$(7.276 \pm 0.110) \times 10^4$	1.883
971214	6533	30.72	3.418	$(5.8 \pm 1.4) \times 10^{52}$	$(1.006 \pm 0.024) \times 10^6$	0.065
980425	6707	38.40	0.0085	$(5.2 \pm 2.0) \times 10^{46}$	$(4.609 \pm 0.045) \times 10^4$	9.519
980703	6891	46.08	0.967	$(3.6 \pm 0.7) \times 10^{51}$	$(1.283 \pm 0.010) \times 10^5$	3.514
990123	7343	69.12	1.6	$(8.5 \pm 1.0) \times 10^{52}$	$(1.063 \pm 0.001) \times 10^7$	1.994
990506	7549	130.56	1.3	$(4.4 \pm 0.1) \times 10^{52}$	$(1.804 \pm 0.010) \times 10^7$	0.125
990510	7560	69.12	1.619	$(4.3 \pm 0.5) \times 10^{52}$	$(7.608 \pm 0.055) \times 10^6$	0.147
991216	7906	15.36	1.02	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{53}$	$(1.596 \pm 0.004) \times 10^9$	0.142
970828	6350	102.4	0.958	$(7.1 \pm 1.4) \times 10^{51}$	$(2.635 \pm 0.030) \times 10^6$	0.196
980326	6660	5.376	< 4.3	< 2.5×10^{53}	$(2.647 \pm 0.095) \times 10^6$	0.054
980329	6665	34.56	< 3.9	< 5.7×10^{53}	$(1.693 \pm 0.002) \times 10^7$	1.763
000131	7975	102.4	4.5	$(4.1 \pm 0.2) \times 10^{53}$	$(3.471 \pm 0.001) \times 10^6$	0.087

因为时间拉伸效应, 在共动坐标系式 (1) ~ (6) 中的时间要除以因子 $(1+z)$, 反映在功率上则需除以因子 $(1+z)^3$ 。对除 GRB 980425 外的 11 个暴进行拟合, 发现峰值功率密度 P 和各向同性峰值光度 L 之间有如下相关关系 (见图 4): $\log[P(1+z)^3] = k \log L + b$, 即在对数坐标图上 L 与 P 之间呈线性关系, 其中斜率

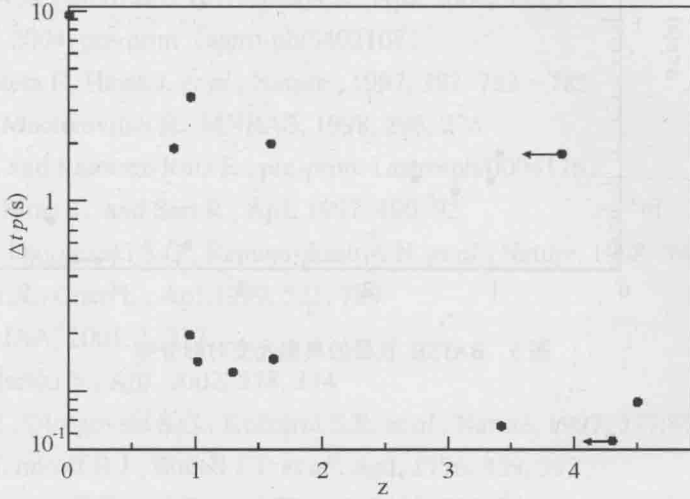


图 4 长 γ 暴的峰值时域功率密度与各向同性峰值光度的关系

$k = 1.35 \pm 0.36$, 截距 $b = -62.97 \pm 19.22$, $\chi^2 = 0.18$ 。光度的观测值和拟合值分别以 L_{obs} 和 L_{fit} 表示, 则 χ^2 的定义如下:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\log L_{obs,i} - \log L_{fit,i}]^2 \quad (8)$$

按 (7) 求得 Reichart 方法的 $\chi^2 = 0.29$ 。较之于 Reichart 方法给出的 V-L 相关关系, 本方法得到的 P-L 相关关系弥散度较小, 相关性更强。

基于时域上的功率密度谱, 定义 γ 暴的本征典型光变时标 Δt_p 为峰值功率所对应的时标 Δt 在共动坐标系中的值:

$$\Delta t_p = \frac{\Delta t}{1+z} \quad (9)$$

BATSE 的这 12 个长暴的 Δt_p 分布如图 5 所示, 虽然统计量较小, 但这些暴的本征典型光变时标有以 1 s 为界分成两类的迹象。申荣锋等 (Shen & Song, 2003) 从 BATSE 的 γ 暴目录表中选取了 410 个长暴的样本数据, 发现它们的典型光变时标也是呈一双峰分布。类似地, Borgonovo (Borgonovo, 2004) 则发现了自相关函数 ACF 宽度的双峰分布。本征典型光变时标的双峰分别对应快光变和慢光变这两类长暴, 一种简单的推测就是它们可能起源于两类不同空间尺度的前身星 (Shen & Song, 2003)。自相关函数 ACF 的宽度与 γ 暴傅氏功率密度谱的低频截断有关 (Beloborodov *et al.*, 2000; Borgonovo, 2004), 源于 γ 暴有限的持续时间。

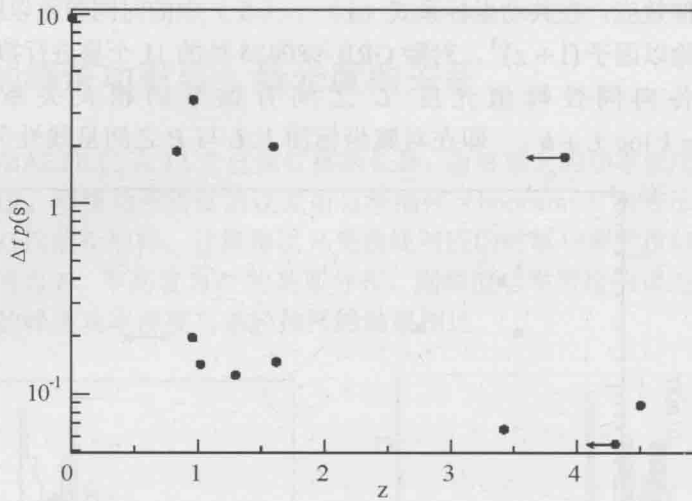


图5 BATSE 长暴的典型光变时标分布

五、讨论

时域上的时变分析方法是分析天体高能辐射的时变特性，特别是研究短时间尺度上快速光变过程的有力工具。本文利用时域上的时变分析方法首次得出了单个 γ 暴的时域功率谱，并研究了它与光度之间的相关关系。对于峰值功率密度—光度之间的强相关性，深层次的物理原因还不是很清楚，很可能源自“中心发动机”的活动特性。根据“内激波”模型，数目相同的初始壳层，相对洛伦兹因子大的壳层能产生更有效的碰撞，光变结构更为快速剧烈。Kobayashi等(Kobayashi *et al.*, 1997; Daigne & Mochkovitch, 1998; Panaitescu *et al.*, 1999)的模拟计算表明，只要壳层的初始洛伦兹因子具有极不规则的分布，“内激波”模型就能够产生复杂多变的光变曲线。

本文采用的时域分析方法与 Reichart 方法都对背景功率进行了处理。但 Reichart 方法中时间平滑窗口的选取会对变化率的计算结果产生很大的影响，计算中使用的时间窗口是通过拟合的方法确定的。本文采用的分析方法则是选取整个光变曲线计算 γ 暴的时域功率密度谱，计算结果稳定，时域功率密度的峰值与光度之间的相关性是一个更客观的关系，弥散度更小，相关性更强。另外，在时域功率谱的计算中可以同时给出峰值功率密度对应的时标，为研究 GRB 的辐射性质提供了另一个有用的特征量。本征典型光变时标的双峰分布暗示可能存在两类长暴。

因为时域功率密度的峰值 P 和各向同性峰值光度 L 之间存在着相关关系，由时域分析方法构造的时变特征量 P 是 γ 暴光度的一个很好的估计量。通过少数几个已知红移的 γ 暴光变曲线可以确定斜率 k 和截距 b ，得到共动坐标系中 $\log L$ 与 $\log P$ 之间的线性关系。利用这个线性关系则可从光变曲线直接获取其他 γ 暴的光度和红移信息。

Reichart 的结果中 GRB980425 也符合拟合关系，但本文的结果则和时间延迟(Norris *et al.*, 2000)的结论一致，在 γ 暴哈勃图上 GRB980425 可能属于特殊的分支。有可能从 BATSE 数据中寻出一些这类的暴进行研究，以分析其特殊性。

参 考 文 献

- 1 Andersen M.I. *et al.*, *Astron.Astrophys.* 2000, 364, L54~L61
- 2 Beloborodov A.M., Stern B.E. & Svensson R., *ApJ*, 2000, 535,158
- 3 Borgonovo L., 2004, pre-print (astro-ph/0402107)
- 4 Costa E., Frontera F., Heise J. *et al.*, *Nature*, 1997, 387: 783~785
- 5 Daigne F. and Mochkovitch R., *MNRAS*, 1998, 296, 275
- 6 Fenimore E.E. and Ramirez-Ruiz E., pre-print (astro-ph/0004176)
- 7 Kobayashi S., Piran T., and Sari R., *ApJ*, 1997, 490, 92
- 8 Kulkarni S.R., Djorgovski S.G., Ramaprokash A.N. *et al.*, *Nature*, 1998, 393:35~39
- 9 Li T.P., Feng Y.X., Chen L., *ApJ*,1999, 521, 789
- 10 Li T.P., *Chin.JAA*, 2001, 1, 313
- 11 Li T.P. and Muraki Y., *ApJ*, 2002, 578, 374
- 12 Metzger M.R., Djorgovski S.G., Kulkarni S.R. *et al.*, *Nature*, 1997, 387:878~880
- 13 Norris J.P., Nemiroff R.J., Bonell J.T. *et al.*, *ApJ*, 1996, 459, 393
- 14 Norris J.P., Marani G.F., and Bonel J.T., *ApJ*, 2000, 534, 248
- 15 Panaitescu A., Spada M. & Mészáros P., *ApJ*, 1999,522, L105
- 16 Reichart D.E., Lamb D.Q., Fenimore E.E. *et al.*, *ApJ*, 2001, 552, 57
- 17 Shen R.F. and Song L.M., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 2003, 55:345~349

弯曲能谱对 γ 暴余辉光变曲线的影响

韦大明

陆焱

(紫金山天文台 南京 210008) (南京大学天文系 南京 210093)

摘要 在一些 γ 暴余辉的光变曲线中观测到明显的拐折,通常用喷流模型来解释。但由于喷流侧向膨胀的流体动力学特征不甚清晰,这种解释存在其不确定性。这里我们给出另一种可能的成因。如果我们假定 γ 暴余辉的多波段能谱不是严格的分段幂律分布,而是平滑变化,即 $d\beta/d\log \nu < 0$ (β 为谱指数),就可以很好的解释光变曲线的拐折。由此我们提出一些余辉的光变曲线拐折是由于其弯曲能谱引起的。这种解释的主要特点是拐折时间依赖于观测频率,这一点与喷流模型不同。另外,拐折时特征频率 ν_c 所处的位置非常重要,它能进一步区分本模型和喷流模型。我们发现可以用这个模型很好地拟合七个 γ 暴余辉的光学波段光变曲线,但只可对一个(GRB 000926)做出解释,因为其他的特征频率 ν_c 不是在拐折后高于可见光,就是在拐折前低于可见光。

关键词 γ 射线 暴发

一、引言

一般用火球模型描述 γ 暴余辉的辐射。 γ 暴中心暴发的喷射物向周围介质膨胀,产生相对论激波。标准图像中,电子被加速至极端相对论能量,在最小值 γ_m 以上,其洛伦兹因子可用一个简单的幂律分布 $N(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$ 表示。除了加速粒子,激波还导致强磁场的形成。此时电子产生同步辐射,余辉流量 $f(t, \nu) \propto t^\alpha \nu^\beta$,时间指数 α 、谱指数 β 与 p 和激波的动力学性质有关(Wijers等1997; Wei & Lu 1998; Sari等1998; Huang等2000)。

在光学波段,余辉光变曲线基本上可用一个简单的幂律衰减表示,指数 $\alpha \cong -1.1 \sim -2$ 。但在一些 γ 暴的余辉中观测到衰减率的变化,光变曲线变陡(GRB 990123: Kulkarni等1999; Castro-Tiraso等1999; GRB 990510: Harrison等1999; Stanek等1999; GRB 000301C: Rhoads & Fruchter 2001; Mastti等2000b; GRB 000926: Sager等2001a; Price等2001; Fynob等2001; GRB 010222: Masetti等2001; Stanek等2001; Cowsik等2001; Sager等2001b; GRB 991216: Halpern等2000; Sager等2000; GRB 991208: Castro-Tiraso等2001; GRB 990705: Mastti等2000a)。国际上一般用喷流模型解释这些拐折。Rhoads(1997,1999)和Sari等人(1999)指出相对论喷流的侧向膨胀会引起流体动力学行为的改变,进而形成

光变曲线的拐折。尽管如此, 喷流的演化是一个非常复杂的过程, 不同的分析会给出不同的拐折度、拐折时间和转换时标。如 Rhoads(1999)指出光变曲线的变陡是非常尖锐的, 而一些数值计算却表明光变曲线的变陡是很平滑和缓慢的 (Panaitescu & Meszaros 1999; Moderski 等 2000; Kumar & Panaitescu 2000; Wei & Lu 2000a,b)。特别是 GRB 010222 的光变曲线似乎很难用喷流模型做出解释。

这里我们提出另一种解释。假定 γ 暴余辉的多波段能谱不是严格的分段幂律分布, 而是随频率平滑变化, 即 $d\beta/d\log \nu < 0$ 。我们发现此模型可以很好地解释至少一个具有拐折的余辉光变曲线。下一部分将细述本模型, 指出弯曲能谱对余辉光变曲线的影响; 随后是一些讨论和总结。

二、弯曲能谱对余辉光变曲线的影响

火球模型中, 余辉辐射谱可以表示成一个由四部分组成的幂律分布 (Sari 等 1998), 连接处对应三个同步特征频率 (ν_a, ν_m, ν_c)。事实上, 这些连接似乎没有 Sari 给出的尖锐; 也曾经有人给出在特征频率附近光滑连接的假设 (如 Granot & Sari 2001)。这样, 在 ν_a, ν_m 和 ν_c 处平滑弯曲, 即弯曲能谱, 可以认为是合理的假定。在这种假设下, 能谱斜率依 $d\beta/d\log \nu < 0$ 变化, 谱指数 β 定义为 $\beta = d\log F_\nu / d\log \nu$ 。

现在考虑标准情形, 即激波是各向同性且绝热膨胀、周围环境介质是均匀的、余辉辐射主要由电子同步加速辐射产生。在这种情况下, Sari 等人计算出特征频率

$$\nu_m = 5.7 \times 10^{11} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\epsilon_e}{0.1} \right)^2 E_{52}^{1/2} t_d^{-3/2} \quad (\text{Hz}) \quad (1)$$

$$\nu_c = 2.7 \times 10^{15} \left(\frac{\epsilon_B}{10^{-2}} \right)^{3/2} E_{52}^{-1/2} n_1^{-1} t_d^{-1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (2)$$

这里 ν_m 是电子的最小洛伦兹因子 γ_m 对应的辐射频率, ν_c 是冷却频率, E_{52} 是以 10^{52} 尔格为单位的火球能量, ϵ_e 和 ϵ_B 分别是电子和磁场的能量均分因子, n_1 是以 1 cm^{-3} 为单位的周围介质密度, t_d 是从 γ 暴爆发开始计算的时间 (以天为单位)。显然, 对于典型参数, ν_m 常常在暴发几小时后远低于光学波段, 同时 ν_c 一般接近于出现拐折的能段 (即光学和 X-射线), 因此假定弯曲能谱具有以下形式

$$F_\nu = 2F_{\nu_c} \left[\left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{\beta_1} + \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{\beta_2} \right]^{-1} \quad (\nu > \nu_m) \quad (3)$$

这里 $\beta_2 > \beta_1 > 0$ 。这样当 $\nu \ll \nu_c$, $F_\nu \propto \nu^{-\beta_1}$, 当 $\nu \gg \nu_c$, $F_\nu \propto \nu^{-\beta_2}$ 。由于对典型参数 $\nu_m \ll \nu_c$, 有 $F_{\nu_m} = 2F_{\nu_c} \left(\frac{\nu_m}{\nu_c} \right)^{-\beta_1}$ 。标准情况下, 激波波前洛伦兹因子 $\Gamma \propto t^{-3/8}$, 峰值流量 $F_{\nu_m} \propto t^0$, 且 $\nu_m / \nu_c \propto t^{-1}$ (如参考 Piran 1999), 因此有 $F_{\nu_c} \propto t^{-\beta_1}$ 。这样, 对于一个固定

频率 ν_{obs} , 余辉光变曲线为

$$F_{\nu_{\text{obs}}} \propto \frac{\left(\frac{t}{t_c}\right)^{-\frac{3}{2}\beta_1}}{1 + \left(\frac{t}{t_c}\right)^{\frac{1}{2}(\beta_2 - \beta_1)}} \quad (t > t_m) \quad (4)$$

这里 t_m 和 t_c 是 ν_m 和 ν_c 穿过固定频率 ν_{obs} 的时间。因此对 $t \ll t_c$, $F_{\nu_{\text{obs}}} \propto t^{-\frac{3}{2}\beta_1}$, 对 $t \gg t_c$,

$$F_{\nu_{\text{obs}}} \propto t^{-(\beta_1 + \frac{1}{2}\beta_2)}.$$

这种解释的主要特点是拐折时间依赖于观测频率, 即频率小, 拐折时间大。在此模型下, 特征频率 ν_c 穿过观测频率 ν_{obs} 时出现拐折, 由于在标准模型中, 拐折时间 $t_b \propto \nu_{\text{obs}}^{-2}$, 因此 X 射线和光学波段的拐折时间之比 $t_{bX}/t_{bo} = (\nu_X/\nu_o)^{-2} \approx 10^{-6}$ 。与此相反, 对喷流模型 (Rhoads 1999; Sari 等 1999) 或从相对论到非相对论的情形 (Dai & Lu 1999), 拐折应该是与频率无关的, 这样就容易区分喷流引起的拐折和由弯曲能谱引起的拐折。另外, 拐折时特征频率 ν_c 在多波段能谱中所处的位置非常重要, 它能进一步区分本模型和喷流模型。

基于以上结果, 我们拟合了七个观测到拐折的余辉的光变曲线。图 1-7 表明, 其中一些与观测值符合得很好。从图 3 看出 GRB 000301C 的光变曲线与拟合值相差很远, 这是因为光学波段的光变曲线存在流量的涨落。这些短时标的涨落可用微引力透镜模型、激波的能量再注入、星际介质的不均匀性(如参考 Masetti 等 2000)等解释, 与本模型或喷流模型均无关。如果忽略这些波动, $\chi^2=1.8$, 整体拟合效果更好。另外, GRB 010222 的 χ^2 值较高, 这可能是由于暴发后 20 天的另一个拐折引起, 而且与观测量的微小波动有关, 也与本模型无关。

除了光学波段的光变曲线, 还得到了四个 γ 暴余辉 X 射线的光变曲线 (GRB 990501: Piran 等 2000; GRB 000926: Piro 等 2001; GRB 010222: Zand 等 2001; GRB 9912616: Halpern 等 2000)。因为本模型预言拐折与能量有关, 所以有必要在 X 射线波段进行比较, 来检验它是否适用于不同的能量波段。使用与光学波段光变曲线最符合的参数 (对于 X 射线拐折时间, 采用 $t_{cX} = t_c (\nu_X/\nu_o)^{-2} \cong 10^{-6} t_c$), 对 X 射线值进行了拟合, 从图 4-6 看出本模型与 GRB 010222、GRB 000926 和 GRB 9912616 的 X 射线光变曲线也能很好符合 (GRB 000926 的 χ^2 值偏高, 因为最后一个点似乎指出了光变曲线的第二个拐折 (参考 Piro 等 2001, 如果将其忽略, χ^2 值为 0.93)。GRB 990510(图 2)的 X 射线光变曲线显然与本模型不符。

必须指出, 对 GRB 990123(Castro-Tirado 等 1999)、GRB 010222(Masetti 等 2001)、GRB 9912616(Halpern 等 2000)和 GRB 990510 (Piran 等 2000), ν_c 在拐折前远大于可见光, 而 GRB 000301C (Jensen 等 2001) 的 ν_c 低于可见光, 本模型不能解释这些 γ 暴。仅对 GRB 000926(Harrison 等 2001), 拐折后 ν_c 低于可见光, 可以用这一模型解释。

三、讨论与总结

本文中我们假定 γ 暴余辉能谱并非是简单的分段幂律分布, 而是在特征频率附近平滑

变化。这样，除了 GRB 990510，在标准余辉模型下，可对出现拐折的余辉光学光变曲线进行很好的拟合。由此我们提出弯曲能谱对光变曲线的影响不能忽略。

对于我们采用的简单谱形[见 (3) 式]，考虑固定频率 ν_{obs} ，谱指数 β 被认为是随时间变化的，所以准确观测 γ 暴余辉的能谱演化至关重要，它将检验模型所采用的假定是否正确。另外，还必须提高能量和时间的分辨率，以确定能谱是否存在小的弯曲。

有几种物理机制能够对 (3) 式的简单谱形做出解释。可能是辐射源的内禀吸收、星际物质的吸收、电子能量分布的弯曲或幂律段在特征频率处的平滑连接等。

总之，弯曲能谱可以使余辉光变曲线产生明显拐折，但并不能解释所有拐折。因此我们认为观测到的某些弯曲可能是由弯曲能谱和喷流共同引起的，这有待进一步观测验证。

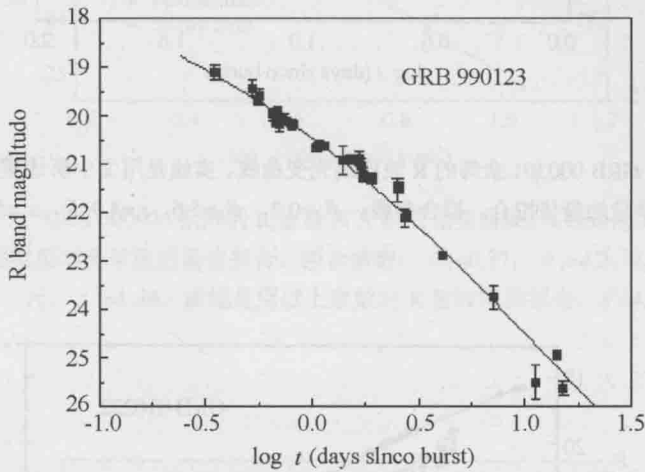


图 1 GRB 990123 余辉的 R 波段线光变曲线。已经除去了寄主星系的影响。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数： $\beta_1=0.52$ ， $\beta_2=2.8$ ， $t_c=1.2$ 天， $\chi^2=2.1$

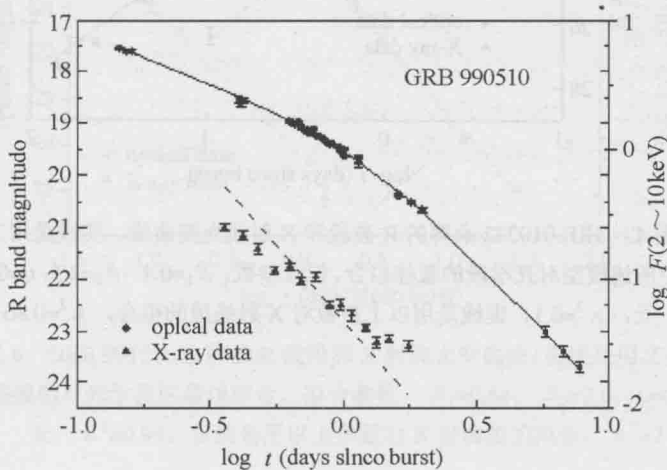


图 2 GRB 990510 余辉的 R 波段和 X 射线光变曲线。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数： $\beta_1=0.49$ ， $\beta_2=3.7$ ， $t_c=1.4$ 天， $\chi^2=2.13$ 。虚线是用以上参数对 X 射线段的拟合， $\chi^2=33$

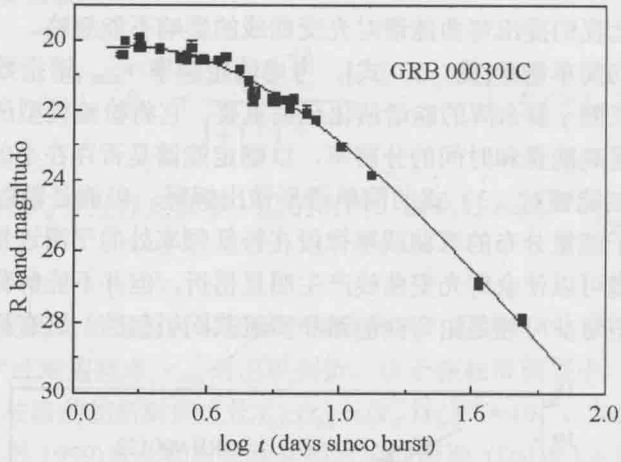


图3 GRB 000301 余辉的 R 波段线光变曲线。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数: $\beta_1=0.2$, $\beta_2=5.6$, $t_c=4.9$ 天, $\chi^2=5.8$

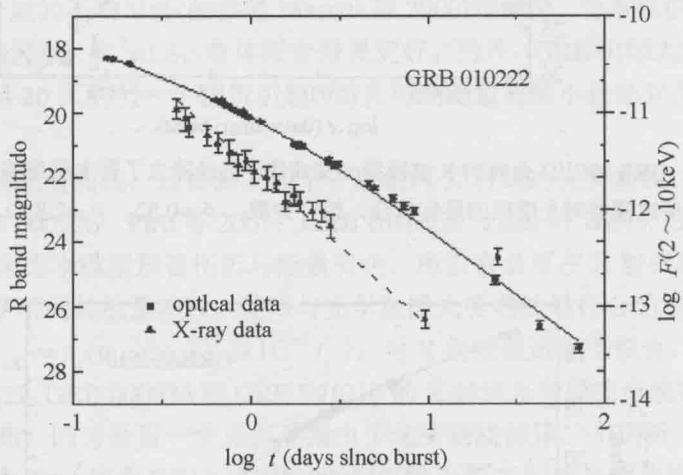


图4 GRB 010222 余辉的 R 波段和 X 射线光变曲线。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数: $\beta_1=0.4$, $\beta_2=2.5$, $t_c=0.9$ 天, $\chi^2=6.1$ 。虚线是用以上参数对 X 射线段的拟合, $\chi^2=0.86$

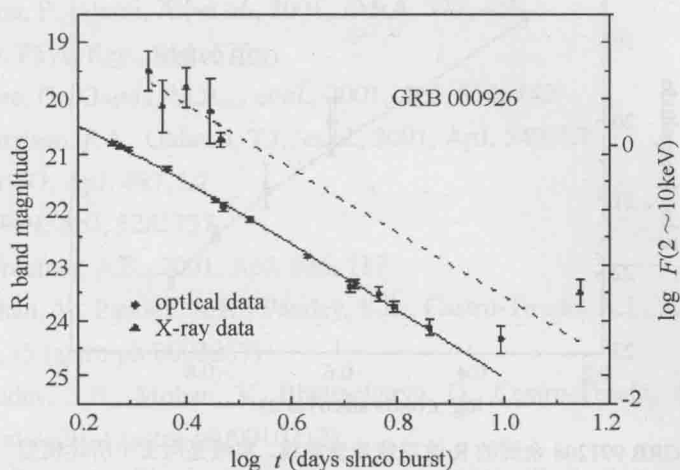


图 5 GRB 000926 余辉的 R 波段和 X 射线光变曲线。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数: $\beta_1=0.37$, $\beta_2=4.2$, $t_c=1.0$ 天, $\chi^2=1.49$ 。虚线是用以上参数对 X 射线段的拟合, $\chi^2=4.1$

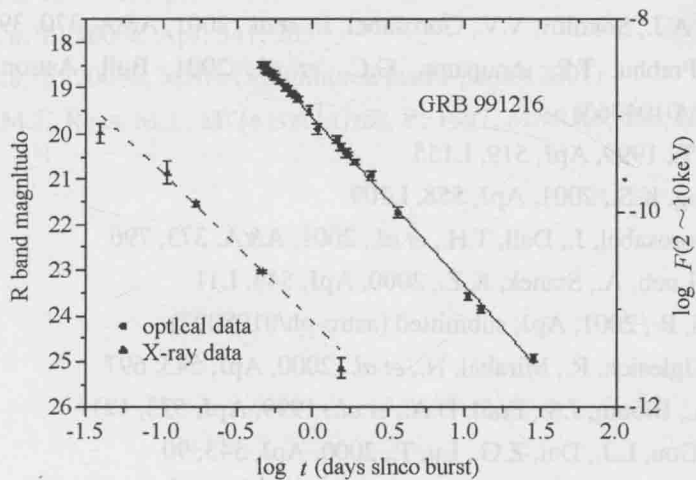


图 6 GRB 991216 余辉的 R 波段和 X 射线光变曲线。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数: $\beta_1=0.54$, $\beta_2=2.0$, $t_c=0.11$ 天, $\chi^2=0.94$ 。虚线是用以上参数对 X 射线段的拟合, $\chi^2=2$

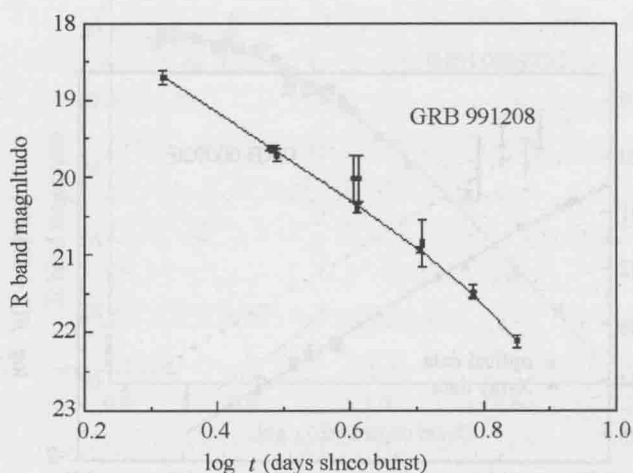


图7 GRB 991208 余辉的 R 波段线光变曲线。实线是用文中所述模型对光学段的最佳拟合。拟合参数: $\beta_1=1.5$, $\beta_2=14.6$, $t_c=8$ 天, $\chi^2=0.5$

参考文献

- 1 Castro-Tirado, A.J., Zapatero-Osorio, M.R., Caon, N., *et al.*, 1999, *Science*, 283, 2069
- 2 Castro-Tirado, A.J., Sokolov, V.V., Gorosabel, J., *et al.*, 2001, *A&A*, 370, 398
- 3 Cowsik, R., Prabhu, T.P., Anupama, G.C., *et al.*, 2001, *Bull. Astron. Soc. India*, in press(astro-ph/0104363)
- 4 Dai, Z.G., Lu, T., 1999, *ApJ*, 519, L155
- 5 Dai, Z.G., Cheng, K.S., 2001, *ApJ*, 558, L109
- 6 Fynbo, J.U., Gorosabel, J., Dall, T.H., *et al.*, 2001, *A&A*, 373, 796
- 7 Garnavich, P., Loeb, A., Stanek, K.Z., 2000, *ApJ*, 544, L11
- 8 Granot, J., Sari, R., 2001, *ApJ*, submitted (astro-ph/0108027)
- 9 Halpern, J.P., Uglesich, R., Mirabal, N., *et al.*, 2000, *ApJ*, 543, 697
- 10 Harrison, F.A., Bloom, J.S., Frail, D.A., *et al.*, 1999, *ApJ*, 523, 121
- 11 Huang, Y.F., Gou, L.J., Dai, Z.G., Lu, T., 2000, *ApJ*, 543, 90
- 12 In't Zand, J.J.M., Kuiper, L., Amati, L., *et al.*, 2001, *ApJ*, 559, 710
- 13 Jensen, B.L., Fynbo, J.U., Gorosabel, J., *et al.*, 2001, *A&A*, 370, 909
- 14 Kulkarni, S.R., Djorgovski, S.G., Odewahn, S.C., *et al.*, 1999, *Nature*, 398, 389
- 15 Kumar, P., Panatescu, A., 2000, *ApJ*, 541, L9
- 16 Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., *et al.*, 2000a, *A&A*, 354, 473
- 17 Masetti, N., Bartolini, C., Bernabei, S., *et al.*, 2000b, *A&A*, 359, L23
- 18 Masetti, N., Palazzi, E., Pian, E., *et al.*, 2001, *A&A*, 374, 382

- 19 Moderski, R., Sikora, M., Bulik, T., 2000, ApJ, 529, 151
- 20 Panaitescu, A., Mészáros, P., 1999, ApJ, 526, 707
- 21 Pian, E., Soffitta, P., Alessi, A., *et al.*, 2001, A&A, 372, 456
- 22 Piran, T., 1999, Phys. Rep., 314, 575
- 23 Piro, L. Garmire, G., Garcia, M.R., , *et al.*, 2001, ApJ, 558, 442
- 24 Price, P.A., Harrison, F.A., Galama, T.J., *et al.*, 2001, ApJ, 549, L7
- 25 Rhoads, J.E., 1997, ApJ, 487, L1
- 26 Rhoads, J.E., 1999, ApJ, 525, 737
- 27 Rhoads, J.E., Fruchter, A.S., 2001, ApJ, 546, 117
- 28 Sagar, R., Mohan, V., Pandey, A.K., Pandey, S.B., Castro-Tirado, A.J., 2000, Bull. Astron. Soc. India, 28, 15 (astro-ph/0003257)
- 29 Sagar, R., Pandey, S.B., Mohan, V., Bhattacharya, D., Castro-Tirado, A.J., 2001a, Bull. Astron. Soc. India, 29, 1 (astro-ph/0010212)
- 30 Sagar, R., Stalin, C.S., Bhattacharya, D., *et al.*, 2001b, Bull. Astron. Soc. India, 29, 91(astro-ph/0104249)
- 31 Sari, R., Piran, T., Narayan, R., 1998, ApJ, 497, L17
- 32 Sari, R., Piran, T., Halpern, J.P., 1999, ApJ, 519, L17
- 33 Stanek, K.Z., Garnavich, P.M., Kaluzny, J., Pych, W., Thompson, I., 1999, ApJ, 522, L39
- 34 Stanek, K.Z., Garnavich, P.M., Jha, S., *et al.*, 2001, ApJ, in press (astro-ph/0104329)
- 35 Wei, D.M., Lu, T., 1998, ApJ, 499, 754
- 36 Wei, D.M., Lu, T., 2000a, ApJ, 541, 203
- 37 Wei, D.M., Lu, T., 2000b, MNRAS submitted (astro-ph/0012007)
- 38 Wijers, R.A.M.J., Rees, M.J., Mészáros, P., 1997, MNRAS, 288, L51

γ 射线暴的 GeV 高能辐射模型

王祥玉

(南京大学天文系 南京 210093)

一、背景介绍

康普顿 (CGRO) 卫星上的 EGRET 探测器探测到了由 BATSE 触发的几个明亮 γ 射线暴 (简称 γ 暴) 的高于 30MeV 的瞬时辐射 (Catelli *et al.* 1998), 其中从 GRB 930131 (Sommer *et al.* 1994; Ryan *et al.* 1994) 和 GRB 940217 (Hurley *et al.* 1994) 分别探测到了 1.2GeV 和 3.4GeV 的高能光子。GRB 940217 甚至在爆后 90 分钟还有延时的高能 γ 射线辐射 (最大能量光子达 18GeV)。

文献中提出的解释模型基本上可分两类: 一是重子过程模型, 它是基于 γ 暴的激波过程能加速质子到甚高能量。比如 Waxman (1995)、Waxman & Bahcall (1997) 以及 Bottcher & Dermer (1998) 提出下面过程可以产生高能 γ 光子: $\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ 。Vietri (1997) 以及 Totani (1998) 指出被激波加速的质子的同步辐射形成高能光子; 另一种模型是电子逆康普顿散射模型。比如, Papathanassiou & Meszaros (1994) 提出了 γ 暴内激波加速的电子的同步自康普顿机制。Meszaros, Rees & Papathanassiou (1994) 以及 Zhang & Meszaros (2001) 指出正向激波中电子的同步自康普顿过程, 认为可以解释 GRB 940217 的后期延时的高能 γ 射线辐射。

在本文中我们指出, γ 暴的反向激波加速的电子的同步自康普顿过程可以很好地解释观测到的高能光子流量和能谱。当火球物质受到外部介质中减速时, 会产生反向激波和正向激波。正向激波往外传播, 形成观测到的余辉, 而反向激波传回到火球物质中, 产生几乎与 γ 暴同时观测到的光学闪现象 (Akerlof *et al.* 1999; Sari & Piran 1999)。我们首先给出简化的分析估算, 然后给出较详细、多种参数情况下的数值解。

二、分析估算

火球抛射出的壳层物质进入自相似膨胀阶段的时间与下面两个时标中较长的时标相当, 一个时标是 γ 暴的持续时间 Δt , 另一个是壳层的减速时标 t_{dec} , 即 $t = \max(\Delta t, t_{\text{dec}})$ (Sari & Piran 1999)。减速时间实际上是激波扫过的星际介质获得的能量与 γ 暴初始能量相当的那个时刻。因为即使长时标 γ 暴的持续时间的典型值也只为 10s 的量级, 与 t_{dec} 相当, 所

以在下面的计算中我们取壳层进入自相似阶段的时间近似等于减速时间。

反向激波的同步辐射谱是由几个特征频率构成的幂律谱, ν_m^{rs} 是反向激波同步辐射的峰值频率, ν_c^{rs} 是冷却频率。另一个特征量是谱的峰值流量 f_m^{rs} 。同步辐射谱为

$$\begin{aligned}\nu_m^{rs} &= 6.4 \times 10^{15} \text{ Hz} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \left(\frac{\xi_e}{0.6} \right)^2 \left(\frac{\xi_B}{0.01} \right)^{1/2} \eta_{300}^2 n_0^{1/2} \left(\frac{2}{1+z} \right) \\ f_m^{rs} &= 1.5 J y h_{65}^2 \left(\frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{1+z}-1} \right)^2 \left(\frac{\xi_B}{0.01} \right)^{1/2} \eta_{300}^{-1} n_0^{-1/4} E_{53}^{5/4} \left(\frac{2}{1+z} \frac{t_{\text{dec}}}{10 \text{ sec}} \right)^{-3/4} \\ \nu_c^{rs} &= \frac{10^{17} \text{ Hz}}{(Y_{rs} + 1)^2} \left(\frac{\xi_B}{0.01} \right)^{-3/2} \eta_{300}^{-4} n_0^{-3/2} \left(\frac{t_{\text{dec}}}{10 \text{ sec}} \right)\end{aligned}$$

其中 p 是电子分布的谱指数 ($N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$), ξ_e 、 ξ_B 是电子能量和磁场能量占激波总能量的比例, $\eta \equiv 300\eta_{300}$ 是火球的初始运动洛伦兹因子, n 是外部介质粒子数密度。 Y_{rs} 表示反向激波电子的康普顿参量(Sari & Esin 2001), 它反映了电子逆康普顿散射冷却效率与同步辐射冷却效率之比。

反向激波的同步自康普顿辐射可以根据上述反向激波的同步辐射谱与激波后的火球壳层物质的 Thomson 散射光深来计算。火球壳层的散射光深为

$$\tau_e^{rs} = \frac{\sigma_T N}{4\pi r_{\text{dec}}^2} = 8.4 \times 10^{-6} E_{53}^{1/3} n_0^{2/3} \eta_{300}^{1/3} \left(\frac{t}{t_{\text{dec}}} \right)^{-1/2}$$

这里的 N 表示壳层中的总电子数目, σ_T 是 Thomson 散射截面。逆康普顿辐射光度比同步辐射光度高 $Y_{rs} \sim L_{IC} / L_{\text{syn}} = U_{\text{rad}} / U_B \sim (-1 + \sqrt{1 + 4\eta_e \zeta_e / \zeta_B}) \sim 4.5$ 倍, 所以逆康普顿散射是电子主要的冷却机制, 而且它的辐射频段也比同步辐射高得多。这里我们只需考虑一阶的逆康普顿过程, 忽略掉更高阶的逆康普顿过程, 这是因为, 在第二次散射的电子(假定能量为 γ_e)参照系看, 第一次散射后的典型同步辐射光子的能量 $(h\nu_{\text{min}})_{\text{com}} \gamma_e^3$ 大于电子的静止质能, 因而第二次散射时辐射截面的 Thomson 近似不再成立, 散射截面大大降低。为简单起见, 我们假定逆康普顿光谱与同步辐射谱一样, 也是分段的幂律形式, 尽管严格来说, 对数项的存在会对 $\nu > \nu_m^{rs, IC}$ 频段的谱有所修正(Sari & Esin 2001)。

逆康普顿光谱的峰值位于

$$\nu_m^{rs, IC} = 2(\gamma_m^{rs})^2 \nu_m^{rs} = 1.0 \times 10^{21} \text{ Hz} \left(\frac{\xi_e}{0.6} \right)^4 \left(\frac{\xi_B}{0.01} \right)^{1/2} \eta_{300}^2 n_0^{1/2} \left(\frac{\gamma_{rs}}{1} \right)^2 \left(\frac{2.0}{1+z} \right).$$

在减速时间 t_{dec} 时刻, 逆康普顿谱的冷却频率为

$$\nu_c^{rs, IC} = 2(\gamma_c^{rs})^2 \nu_c^{rs} = 2.1 \times 10^{22} \text{ Hz} \left(\frac{\xi_B}{0.01} \right)^{-7/2} \eta_{300}^{2/3} n_0^{-13/6} E_{53}^{-4/3} \left(\frac{2}{1+z} \right).$$

此刻的逆康普顿辐射的峰值流量等于 $f_{\text{max}}^{rs, IC} = \tau_e^{rs} f_m^{rs}$ 。为便于下面比较, 我们给出在几个代表频率处, 反向激波的同步自康普顿辐射的流量值

$$f^{rs,IC}(\varepsilon = 100\text{MeV}) = 1.0 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1} E_{53}^{4/3}$$

$$f^{rs,IC}(\varepsilon = 1\text{GeV}) = 0.6 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1} E_{53}^{2/3}$$

而正向激波同步辐射的流量为们

$$f^{fs}(\varepsilon = 100\text{MeV}) = 1.0 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1} E_{53}$$

$$f^{fs}(\varepsilon = 1\text{GeV}) = 0.5 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1} E_{53}$$

正向激波同步自康普顿辐射的流量为

$$f^{rs,IC}(100\text{MeV}) = 3 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$$

下面我们把计算的流量和谱型与观测进行比较。我们以 GRB 930131 作为例子来讨论。GRB 930131 的高能辐射持续了 25s, 一共探测到 16 个高于 30MeV 的光子, 其中包括了两个能量约 1GeV 的光子, 光子谱形为 $dn/d\varepsilon \sim 7.4 \times 10^{-6} \text{ photons (cm s MeV)}^{-1} (\varepsilon/147\text{MeV})^{-2.07 \pm 0.36}$ (Sommer *et al.* 1994)。对于 $p=2.5$, 当光子能量 $\varepsilon > h\nu_c^{rs,IC}$ 时, 理论谱型为

$$dn/d\varepsilon \sim 2.2 \times 10^{-6} \text{ photons (cm s MeV)}^{-1} (\varepsilon/147\text{MeV})^{-2.25} E_{53}^{2/3}$$

所以如果火球激波的能量取为 $E = 4 \times 10^{53}$ 尔格, 其他参数如 ξ_e , ξ_B , η , z 以及周围介质数密度 n 取上面的代表值, 则流量大小和光谱谱形都与观测符合很好。但是, 由于辐射过程持续的时间与反向激波穿过壳层的时间相当, 它不能解释象 GRB 940217 探测到的延时高能 γ 射线辐射。这种延时高能辐射可能是由于火球中加速的极高能质子在传播时受到星系际磁场的偏折, 然后与红外光子的级联过程所致 (Waxman & Coppi 1996)。

三、高能辐射的数值计算

我们数值计算反向激波和正向激波的同步自康普顿辐射, 我们同时也考虑了两个激波之间的联合康普顿过程, 也就是反向激波中的光子被正向激波内的电子散射和正向激波的光子被反向激波内的电子散射过程。逆康普顿散射辐射流量的一般形式为

$$f_v^{IC} = 3\Delta r' \sigma_T \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} d\gamma N(\gamma) \int_0^1 dx g(x) f_v(x), \text{ 其中 } f_v(x) \text{ 是同步辐射谱, } N(\gamma) \text{ 是激波中电子}$$

分布, $g(x)$ 反映了电子散射截面与散射角的依赖关系。主要计算结果如下 (所有有关观测者参照系中流量的计算都以距离 $D_L = 10^{28}$ 厘米来标度):

(1) 图 1 给出了相对论的薄壳层与外部星际介质作用时产生的外激波中的四个逆康普顿散射光谱。我们取了下面的典型参数值: $E = 10^{53} \text{ erg}$, $\xi_e = 0.6$, $\xi_B = 0.01$, $p = 2.5$, $n = 1$ 。实线和点线分别表示反向激波和正向激波的同步自康普顿辐射光谱, 点划线表示反向激波的光子被正向激波中的电子散射谱, 而虚线表示正向激波的光子被反向激波中的电子散射谱。从图 1 我们可以看出, 在低于几十 GeV 的频段, 反向激波的同步自康普顿辐射占主要

地位, 其峰值频率位于几个 MeV 附近。在能量大于 10~100MeV 时, 反向激波的同步自康普顿辐射流量超过其他的逆康普顿散射流量约两个量级。

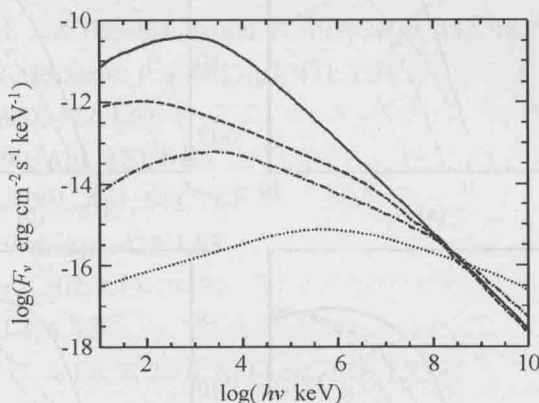


图 1 对于典型激波 参数以及星际介质密度 $E = 10^{53} \text{ erg}$, $\xi_e = 0.6$, $\xi_B = 0.01$, $p = 2.5$, $n = 1$ 在反向激波辐射峰值时刻的外激波区域的逆康普顿散射谱。点划线表示反向激波的同步辐射光子被正向激波中的电子散射谱, 而虚线表示正向激波的同步辐射光子被反向激波中的电子散射谱

(2) 图 2 给出了对于不同参数值的逆康普顿散射能量谱($v f_v$ 与 v 的关系)。我们发现:

① 在一个较大的参数范围里, 反向激波的同步自康普顿辐射在 EGRET 敏感的几十 MeV 到几十 GeV 能段是最重要的。它高于其他的逆康普顿散射和正向激波的同步辐射流量。这个结论证实了前面的分析计算结果。② 反向激波的同步自康普顿谱与同步辐射谱相比, 在高于转折频率以上变得对数地平坦。对于小的 p 值(比如 $p=2.2$), 即使在 TeV 能段, 反向激波的同步自康普顿辐射仍占主要地位[见图 2(d)]。③ 从图 2 还可以看出, 两个联合康普顿过程和正向激波的同步自康普顿过程的 TeV 辐射较强。对于中等陡的激波电子分布 (比如 $p=2.5$), 联合康普顿辐射和(或者)正向激波的同步自康普顿辐射在 TeV 能段越来越重要。

(3) 我们数值地计算出高能段的光子谱指数 α [$dn(v)/dv \propto v^\alpha$]。在几十 MeV 到几十 GeV 的范围里, 光子谱指数的范围在 -1.7 到 -2.15, 与 EGRET 探测到的一些暴的高能 γ 光子谱一致(见图 3)。

最后, 我们想指出, 相比于前人的模型, 我们提出的反向激波中电子同步自康普顿辐射机制有其明显的特点和优点。首先, 由于反向激波中电子的同步辐射产生我们观测到的光学闪, 所以我们预言 γ 暴高能辐射应与低能的光学闪相关。未来 GLAST 探测器具有比 EGRET 高的灵敏度, 可望给出 γ 暴高能辐射的光变曲线, 从而可以检验前人模型和我们的模型。其次, 前人模型解释瞬时高能辐射时, 假定起源于内激波过程。我们指出的外激波过程, 其尺度要比内激波大几个量级, 所以源内部 γ 光深相对要小得多, 因而更有利于高能光子辐射出来。

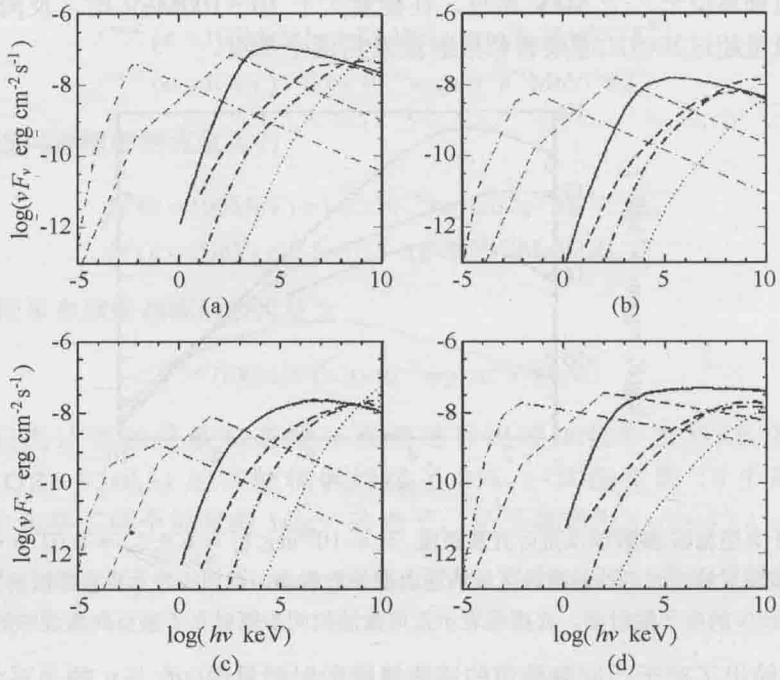


图2 反向激波辐射峰值时刻外激波的同步辐射和逆康普顿散射的能量光谱。小图所对应的参数为
 (a) $E=10^{53}$ erg, $\xi_e=0.6$, $\xi_B=0.01$, $p=2.5$, $n=1$; (b) $E=10^{52}$ erg, $\xi_e=0.6$, $\xi_B=0.01$, $p=2.5$, $n=1$;
 (c) $E=10^{53}$ erg, $\xi_e=0.6$, $\xi_B=10^{-4}$, $p=2.5$, $n=1$; (d) $E=10^{53}$ erg, $\xi_e=0.6$, $\xi_B=0.01$, $p=2.2$, $n=1$
 细的点划线和虚线分别表示反向激波和正向激波的同步辐射

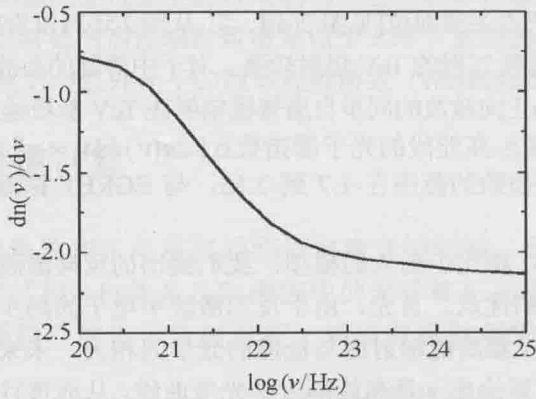


图3 反向激波的同步自康普顿辐射的高能 γ 光子谱指数与频率的关系图。参数取值如图1

参考文献

- 1 Akerlof, C. *et al.* 1999, *Nature*, 398, 400
- 2 Bottcher, M. & Dermer, C.D. *ApJ*, 1998, 499, L131
- 3 Catelli, J.R. Dingus, B. L., & Schneid, E. J. 1998, in *AIP Conf. Proc.* 428, Fouth Huntsville

Symp. on Gamma-Ray Bursts, ed. C. A. Meegan, R. D. Preece, & T. M. Koshut (New York: AIP), 309

- 4 Hurley, K. *et al.* 1994, *Nature*, 372, 652
- 5 Meszaros, P., Rees, M. J. & Papathanassiou, H. 1994, *ApJ*, 432, 181
- 6 Papathanassiou, H. & Meszaros, P. 1996, *ApJ*, 471, L91
- 7 Ryan, J. *et al.* 1994, *ApJ*, 422, L67
- 8 Sari R., Piran T., 1999b, *ApJ*, 520, 641
- 9 Sari, R. & Esin, A.A. 2001, *ApJ*, 548, 787
- 10 Sommer, M. *et al.* 1994, *ApJ*, 422, L63
- 11 Totani, T., 1998a, *ApJ*, 502, L13
- 12 Vietri M., 1997, *ApJ* 478, L9
- 13 Wang, X. Y., Dai Z. G. & Lu, T. 2001 *ApJ Lett.*, 546, L33
- 14 Wang, X. Y., Dai, Z. G. & Lu T. 2001 *ApJ*, 556, 1010
- 15 Waxman, E. 1995, *Phys.Rev.Lett.* 75, 386
- 16 Waxman, E. & Bahcall, 1997, *Phys.Rev.Lett.* 78, 2292
- 17 Waxman, E. & Coppi, P. 1996, *ApJ*, 464, L75
- 18 Zhang, B. & Meszaros, P. 2001, *ApJ*, 559, 110

失败的 γ 射线暴和孤立余辉

黄永锋 戴子高 陆埏

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要 通常人们认为通过观测孤立余辉可以测量 γ 射线暴中的喷流张角。我们指出由于可能存在着大量失败的 γ 射线暴,即洛仑兹因子只有几十的火球,该方法远非想象的那么简单。为了区分失败的 γ 射线暴和喷流所产生的孤立余辉,一个关键的问题是要知道暴发的开始时间。

一、引言

1997 年以来对 γ 射线暴(以下简称 γ 暴)余辉的观测证明 γ 暴产生于宇宙学距离上(Costa *et al.* 1997; Zhu *et al.* 1999)。火球模型成为最流行的模型(Piran 1999; van Paradijs, Kouveliotou & Wijers 2000),但是 γ 暴的能源机制仍是很不清楚。其中涉及到的一个问题: γ 暴暴发是各向同性的还是高度成束的。为了判断成束的程度(即喷流的张角),通常要借助于光学余辉光变曲线。现有的分析解指出,当存在喷流时, γ 暴余辉光变曲线中就会有一明显的拐折,它产生于喷流的边缘效应及其侧向膨胀。观测上已经观测到了一些类似的事例,如 GRB 990123、GRB 990510。但是,具体的数值计算表明这种拐折没有理论上预言的那么明显(Huang *et al.* 2000a, b, c, d; Wei & Lu 2000),而且其他一些因素如电子的冷却(Dai *et al.* 1999)、星风环境(Dai & Lu 1998)和非相对论效应(Dai & Lu 1999)等也可产生光变曲线的拐折,所以给喷流的研究带来了很多困难。

研究 γ 暴喷流的另外一种方法是借助对孤立余辉的观测。孤立余辉是指那些只有余辉而没有与之相对应的 γ 暴的事件。当 γ 暴喷流偏离地球时,由于极端相对论性的运动,观测者看不到 γ 主暴,但是晚期的低能余辉基本是各向同性地被辐射出来的,有可能被观测者看到,便产生了孤立余辉。原则上讲,通过比较观测到的孤立余辉数目及 γ 暴数目,可以算出 γ 暴喷流的张角(Rhoads 1997)。

本文中,我们将指出,孤立余辉的方法其实比人们想象的要复杂。这是因为宇宙中可能存在着大量失败的 γ 暴,即洛仑兹因子只有几十的火球,它们也可以产生孤立余辉(Huang, Dai & Lu 2002)。所以孤立余辉并非只是惟一地产生于 γ 暴喷流。

二、失败的 γ 射线暴及其余辉

发生在宇宙深处的 γ 暴可说是宇宙中最为极端相对论性的事件。标准的火球模型认为 γ 暴火球的初始洛伦兹因子应大于 $100\sim 1000$ ；否则就只能产生热谱，与观测到的非热光谱不符合，这就是“致密性疑难”。另一方面，如果洛伦兹因子太小，从火球辐射出来的典型光子能量就达不到 γ 波段，也就根本不能产生 γ 暴。所以一个洛伦兹因子为50左右的火球是不能有效地产生 γ 辐射的。

然而，在理论上要产生洛伦兹因子高达 $100\sim 1000$ 以上的火球并不是件容易的事情。目前主要有两种最为流行的能源机制：双致密星碰撞和大质量恒星塌缩。前者指的是两个中子星或一个中子星和一个黑洞相碰，后者指的是质量高于40太阳质量的恒星的死亡。在这两种模型中，重子是很丰富的，只要混入约万分之一太阳质量的重子，就会使得火球无法达到极端相对论的速度。人们称此困难为“重子污染问题”。

不过“重子污染问题”也许没有人们想象的那么严重。以大质量恒星塌缩为例，在不同的塌缩事件中，火球的能量及混入其中的重子质量是各不相同的。很多火球可能由于重子太多以及能量不够而无法达到极端相对论的速度。但是肯定在少数事件中（例如千分之一），重子会足够少，洛伦兹因子能达到100以上，从而可以成功地产生 γ 暴。实际上，我们可以设想，大质量恒星塌缩产生的火球，其洛伦兹因子会有一个分布。大多数情形下，洛伦兹因子会小于100，但少数情形下能达到 $100\sim 1000$ 以上。双致密星碰撞时也基本类似。

总之，我们不能忽略这样一个事实：如果 γ 暴产生于各向同性的火球，那么必然会有大量失败的 γ 暴。它们不能产生足够的 γ 射线辐射，通常很可能会表现为X射线暴发事件，但过后也能产生低能波段的余辉。实际上，BeppoSAX卫星已经观测到了很多暂现X射线源，它们很可能就是由失败的 γ 暴产生的。在图1中，我们给出了理论预言的失败的 γ 暴的余辉光变曲线，该图中我们采用了Huang *et al.* (1999a, b, 2000a, b, c, d)的计算模型。

三、孤立余辉

喷流 γ 暴和失败的 γ 暴都能产生孤立余辉。所以当观测上真的发现孤立余辉时，并不能直接地证明 γ 暴是成束的。必须仔细地研究这些孤立余辉，分辨它们到底是产生于喷流还是失败的 γ 暴（Huang *et al.* 2002）。但是下面我们将会看到，做到这一点并不容易。

通常在绘制 γ 暴余辉的光变曲线时，我们将横坐标（时间）和纵坐标（流量密度）均取对数。于是各向同性火球的光变曲线就会表现为一条斜率约为-1的直线，而喷流表现为有拐折的两段直线，它们的斜率由约为-1过渡到约为-2（图1）。所以光变曲线的形状可帮助我们判断 γ 暴是否是成束的。但是对孤立余辉而言，这种光变曲线是不能直接绘制出来的，因为不知道它们的触发时间，也就不能对时间取对数。

在图2中，我们比较了失败的 γ 暴和喷流形成的孤立余辉的理论光变曲线。为了研究触发时间对光变曲线形状的影响，我们人为地将失败 γ 暴的光变曲线在时间上做了一些平移，从而得到划线所表示的光变曲线。从图中的划线可以看出，光变曲线在很大程度上受

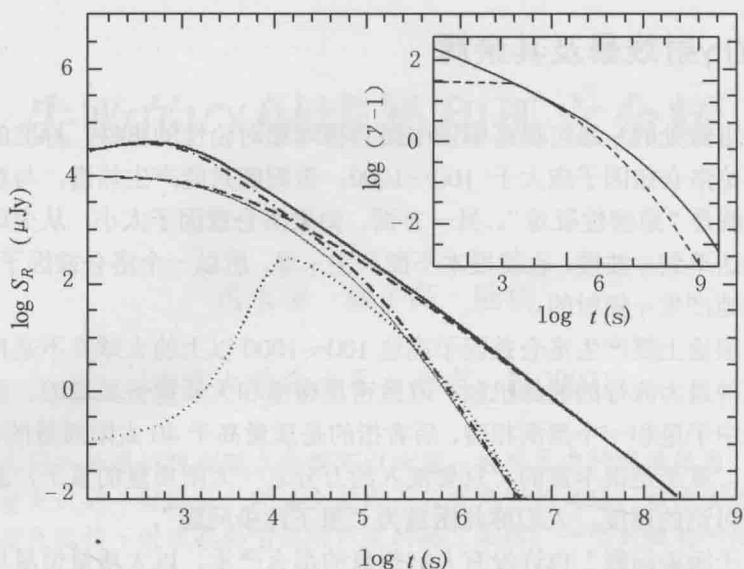


图1 γ 暴光学余辉的理论光变曲线 (Huang *et al.* 2002)。实线对应于一个典型的各向同性 γ 暴, 划线对应于失败的 γ 暴, 点划线对应于正对观测者的喷流, 点线对应于偏离轴线的喷流。小图表示的是相应的洛伦兹因子的演化情况

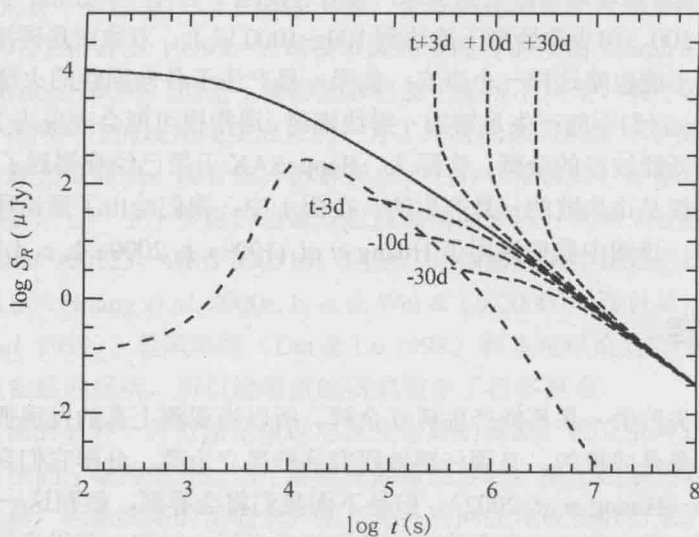


图2 两类孤立余辉的比较 (Huang *et al.* 2002)。实线是失败的 γ 暴的光变曲线, 点划线是喷流 γ 暴的光变曲线。划线是将实线在时间上平移后得到的

到了触发时间的影响。但幸运的是, 这些划线仍然与喷流光变曲线有很大差别, 即在晚期它们明显要平些。图3给出了类似的结果, 不过其中是对喷流光变曲线做了平移。同样可以看出两中孤立余辉在晚期是有明显差别的。

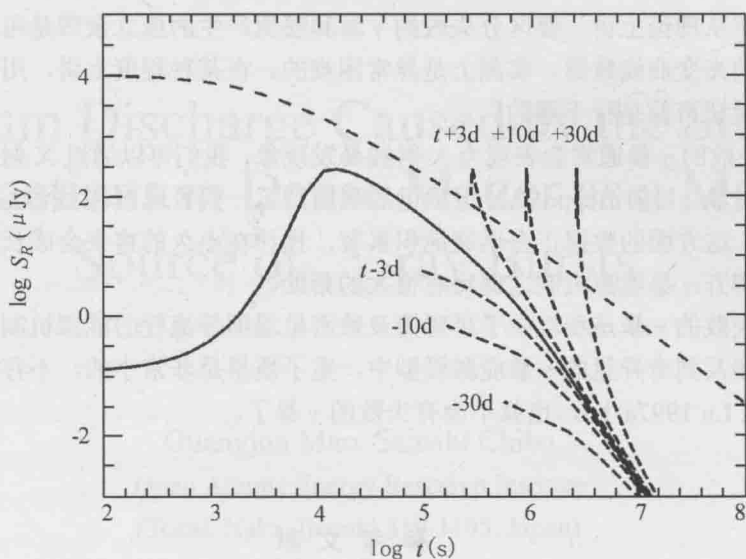


图3 两类孤立余辉的比较 (Huang *et al.* 2002)。点划线是失败的 γ 暴的光变曲线, 实线是喷流 γ 暴的光变曲线。划线是将实线在时间上平移后得到的

图3提示我们, 当孤立余辉被发现时, 我们可以先人为地假设一个触发时间, 得到一个光变曲线。然后我们调整该触发时间, 直到我们在晚期得到一条直线为止。此时据该直线的斜率可以判断余辉的种类。如果斜率接近 -1 , 应是产生于失败的 γ 暴; 如果斜率接近 -2 , 则应是喷流 γ 暴。当然, 这种做法有一个前提, 即要求对该余辉有很长时间的观测, 最好要有几十天的流量密度数据。实际上, 可以想象出这样做是很困难的, 因为即便是正常 γ 暴的余辉, 在几十天之后也是非常微弱的。所以, 总体而言, 借助孤立余辉来判断 γ 暴中的喷流效应是很困难的事情。而简单地发现孤立余辉, 绝不能表明 γ 暴产生于喷流。

触发时间对研究孤立余辉是极其重要的, 在一些特殊情形下, 我们可以直接对触发时间的范围给出限制。例如, 失败的 γ 暴通常会表现为X射线暴发现象, 如果观测到孤立余辉来自于某一X射线暴发事件, 那么可以肯定该事件是失败的 γ 暴, 从而触发时间也就确定了。又如, 也许对某一小部分孤立余辉, 我们能幸运地观测到其亮度的上升阶段, 那么可以判断触发时间就在上升阶段附近。事实上, 这种余辉很可能来自喷流, 因为失败的 γ 暴的余辉基本上是不会有上升阶段的 (见图3)。此外, 射电观测对确定触发时间也是有帮助的。射电光变曲线通常在早期会有明显的闪烁, 晚期就不会有了, 所以可以通过观测闪烁程度来判断触发时间。最后, 将来一旦 γ 暴的引力波辐射能被观测到时, 孤立余辉的触发时间就可能马上直接测出来了。

四、结论和讨论

为了成功地产生 γ 暴, 火球的洛伦兹因子必须达到100或1000以上。在实际的天体物理过程中, 产生如此极端相对论性的火球是困难的, 所以应该会有大量失败的 γ 暴存在着。

失败的 γ 暴也能产生孤立余辉,这给通过孤立余辉巡天来判断 γ 暴的喷流效应带来了巨大的困难。虽然从理论上讲,要区分失败的 γ 暴和喷流产生的孤立余辉是可能的,但这一般要求长时间的光变曲线数据,实测上是异常困难的。在某种程度上讲,用孤立余辉来测量喷流张角的做法目前是行不通的。

不过,失败的 γ 暴通常会表现为X射线暴发现象,我们可以通过X射线来研究这类令人感兴趣的对象。目前BeppoSAX卫星已经观测到了一些暂现X射线源,它们很可能就是失败的 γ 暴。这方面的数据正在迅速地积累着,预计在不久的将来会成长为一个很大的领域,对最终解开 γ 暴能源机制之谜将有很大的帮助。

最后,失败的 γ 暴是和双中子星碰撞及致密星塌缩等流行的能源机制联系在一起的。而在另一类涉及到奇异星的 γ 暴能源模型中,重子质量是非常小的,不存在重子污染的问题(Huang & Lu 1997a, b),也就不会有失败的 γ 暴了。

参 考 文 献

- 1 Costa E. *et al.*, 1997, Nat, 387, 783
- 2 Dai Z. G., Huang Y. F., Lu T., 1999, ApJ, 520, 634
- 3 Dai Z. G., Lu T., 1998, MNRAS, 298, 87
- 4 Dai Z. G., Lu T., 1999, ApJ, 519, L155
- 5 Huang Y. F., Dai Z. G., Lu T., 1999a, MNRAS, 309, 513
- 6 Huang Y. F., Dai Z. G., Lu T., 1999b, Chin. Phys. Lett., 16, 775
- 7 Huang Y. F., Dai Z. G., Lu T., 2000a, A&A, 355, L43
- 8 Huang Y. F., Dai Z. G., Lu T., 2000b, MNRAS, 316, 943
- 9 Huang Y. F., Dai Z. G., Lu T., 2000c, Chin. Phys. Lett., 17, 778
- 10 Huang Y. F., Gou L. J., Dai Z. G., Lu T., 2000d, ApJ, 543, 90
- 11 Huang Y. F., Dai Z. G., Lu T., 2002, MNRAS, 332, 735
- 12 Huang Y. F., Lu T., 1997a, A&A, 325, 189
- 13 Huang Y. F., Lu T., 1997b, Chin. Phys. Lett., 14, 314
- 14 Piran T., 1999, Phys. Report, 314, 575
- 15 Rhoads J., 1997, ApJ, 487, L1
- 16 Van Paradijs J., Kouveliotou C., Wijers R. A. M. J., 2000, ARA&A, 38, 379
- 17 Wei D. M., Lu T., 2000, ApJ, 541, 203
- 18 Zhu J. *et al.*, 1999, IAU Circ. 7095

Vacuum Discharge Caused by the Strong Interactions in Dense Matter as a Major Source of γ -ray Bursts

Guangjun Mao, Satoshi Chiba
Japan Atomic Energy Research Institute
(Tokai, Naka, Ibaraki 319-1195, Japan)

Walter Greiner
(Institut für Theoretische Physik
der J. W. Goethe-Universität
Postfach 11 19 32, D-60054 Frankfurt am Main, Germany)

Kazuhiro Oyamatsu
(Faculty of Studies on Contemporary Society
Aichi Shukutoku University
9 Katahira, Nagakute, Aichi 480-1197, Japan)

Abstract Two neutron star collisions or black hole-neutron star mergers at cosmological distance can produce a compact object. When the density of this object exceeds a certain critical value, due to the effect of strong fields caused by the dense matter, the particle-anti-particle pairs can be created spontaneously from the vacuum, i.e., the lower Dirac sea. The emitted anti-particles annihilate with corresponding particles at the ambient medium. This releases a large amount of energy. We propose that this can be a major source of γ -ray bursts. Numerically, we discuss the spontaneous $p\bar{p}$ pair creations within two neutron star collision and estimate the exploded energy from $p\bar{p}$ annihilation processes. The total energy reaches $10^{51} \sim 10^{52}$ erg depending on the impact parameter of colliding neutron stars. This value can account for the initial energy of the energetic γ -ray bursts.

γ -ray bursts (GRBs) were discovered by chance in the late 1960s by the Vela satellites. The discovery was announced in 1973¹². Since then, they have been one of the greatest mysteries in high-energy astrophysics for almost 30 years. The situation has been improved dramatically in 1997, when the BeppoSAX satellite discovered X-ray afterglow⁴, which enabled accurate position determination and the discovery of optical²⁸ and radio⁶ afterglows and host galaxies. The distance scale to GRBs was finally unambiguously determined: their sources are at cosmological

distances¹⁷. The optical identification and measurement of redshifts for GRBs allow us to determine their distances and the amount of energy that would be radiated in an isotropic explosion. In recent three observations (GRB 971214¹³, 980703⁵ and 990123¹⁴), the total isotropic energy radiated was estimated to be in excess of 10^{53} erg. It seems to be difficult to imagine a source that could provide so much energy. The first and foremost open question concerning GRBs is what are the inner engines that power GRBs²¹?

It is known that the GRB spectrum is nonthermal. In most cases there is a strong power law high-energy tail extending to a few GeV. A particular high-energy tail up to 18 GeV has been reported in GRB 940217¹¹. It was recently found that bursts collected in the BATSE 4B catalog¹⁹ can be classified into two classes: shorter duration ($t \leq 2$ s), harder, more variable bursts and long duration ($t \geq 2$ s), softer, smoother bursts. Systematic investigations of the correlation between the fluence and the measured durations lead to a power law relationship between these quantities². The exponents in the power laws differ significantly for the two subclasses of short and long bursts. This may indicate that two different types of central engines are at work. All of bursts for which X-ray, optical and radio afterglows have been found belong to the long-duration subclass. None of short bursts have so far yielded afterglows.

Various GRB models have been suggested in the literature, e.g.^{29,20,15,21}. The new observation of X-ray emissions of GRB 990705¹ and GRB 991216²³, which are attributed to the strong ionization produced in the circumburst medium by the GRB photons, points to the existence of a burst environment enriched by a supernova. This result favors the collapsar model proposed by Paczyński²⁰ and Woosley²⁹. In this article we propose a new scenario for the source of short γ -ray bursts. It is well known that the density is fairly high at the center of neutron stars. The central density can be several times nuclear saturation density⁷. Furthermore, superdense matter could be formed at neutron star-neutron star(NS-NS)/black hole-neutron star (BH-NS) mergers and direct NS-NS collisions. Three-dimensional hydrodynamical simulations showed that when two neutron stars collide with a free-fall velocity, the maximum density of the compressed core can be 1.4 (off-center collision, the impact parameter $b=R$, i.e., one neutron star radius) to 1.9 (head-on collision) times the central density of a single neutron star²⁵. At such high density, not only the properties of baryons will be modified drastically according to the investigation of relativistic mean-field theory (RMF) and relativistic Hartree approach (RHA)^{26,24,3}, but also the vacuum, i.e., the lower Dirac sea, might be distorted substantially⁹ since the meson fields, which describe the strong interactions between baryons, are very large. At certain densities, when the energy of the nucleons in the Dirac sea is larger than the nucleon free mass, the nucleon—anti-nucleon pairs can be created spontaneously from the vacuum^{18,16}. A schematic picture for this phenomena is depicted in Fig. 1. The situation is quite similar to the electron-positron pair creations in QED with strong electromagnetic fields¹⁰. The produced anti-nucleons will then annihilate with the nucleons at the ambient medium through the $N\bar{N} \rightarrow \gamma\gamma$ reaction. This yields a large amount of energy and photons. This process may happen in

addition to the neutrino—anti-neutrino annihilation process. The sequential process, $\gamma \gamma \leftrightarrow e^+e^-$, inevitably leads to the creation of a fireball. The dynamical expansion of the fireball will radiate the observed γ -rays through the nonthermal processes in shocks²¹. One may wonder whether the discussed process suffers the problem of baryon contamination. As pointed out before, when anti-particles annihilate with the corresponding particles, a fireball will be created. It expands ultra-relativistically with a Lorentz factor larger than 100 and soon leaves the reaction zone of NS-NS collision far beyond it. The GRB happens due to the internal shocks of shells within the flow²¹ and about $10^{13} \sim 10^{14}$ cm away from the center of source^{15,22}. The GRBs are produced at the interstellar space and therefore are not affected by the original source of dense matter once a fireball is formed. In the following we shall estimate whether enough energy is available within this scenario to satisfy the requirement of a source of energetic GRBs.

Based on an effective Lagrangian²⁶ for nucleons interacting through the exchange of the σ -, ω -, and ρ -meson we have developed a relativistic Hartree approach¹⁶ which describes the properties of nucleons and anti-nucleons in nuclear matter and finite nuclei quite well. In static neutron star matter the positive energy of the nucleons in the Fermi sea E_+ and the negative energy of the nucleons in the Dirac sea E_- read as

$$E_+ = \{[k^2 + (M_N - g_\sigma \sigma)^2]^{1/2} + g_\omega \omega_0 + \frac{1}{2} g_\rho \tau_0 R_{0,0}\}, \quad (1)$$

$$E_- = -\{[k^2 + (M_N - g_\sigma \sigma)^2]^{1/2} - g_\omega \omega_0 + \frac{1}{2} g_\rho \tau_0 R_{0,0}\}. \quad (2)$$

The energy of anti-nucleons is just the negative of E_- . Here σ , ω_0 and $R_{0,0}$ are the mean values of the scalar field, the time-like component of the vector field, and the time-like isospin 3-component of the vector-isovector field in neutron star matter, respectively. They are obtained by solving the non-linear equations of the meson fields where the contributions of the Dirac sea to the source terms are taken into account up to the one-loop level. By setting $k=0$ in Eqs. (1) and (2), one gets the energies of nucleons in the Fermi sea and Dirac sea at zero momentum. The critical density ρ_c for nucleon—anti-nucleon pair creation is defined at $E_- = M_N$ for $k=0$. The parameters of the model are fitted to the ground state properties of spherical nuclei¹⁶. The RHA0 set of parameters gives $g_\sigma^2 (M_N/m_\sigma)^2 = 229.67$, $g_\omega^2 (M_N/m_\omega)^2 = 146.31$, $g_\rho^2 (M_N/m_\rho)^2 = 151.90$. It leads to the nuclear matter saturation density $\rho_0 = 0.1513 \text{ fm}^{-3}$ ($0.1484 \sim 0.1854 \text{ fm}^{-3}$) with a binding energy $E_{\text{bind}} = -17.39 \text{ MeV}$ ($-16 \pm 1 \text{ MeV}$) and a bulk symmetry energy $a_{\text{sym}} = 40.4 \text{ MeV}$ (33.2 MeV). The corresponding empirical values are given in parentheses.

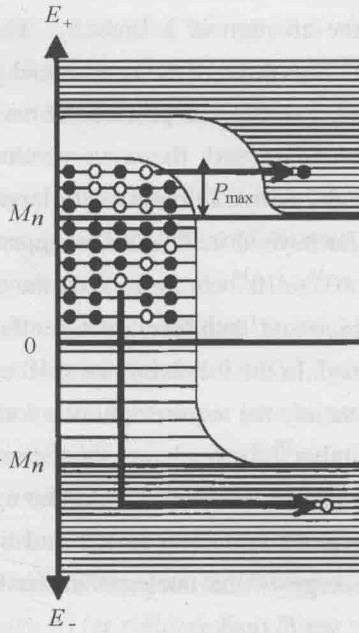


Fig. 1 Schematic view of $N\bar{N}$ pair creation from the Dirac sea due to strong fields in dense matter. Here a filled circle indicates a nucleon and an opened circle refers to an anti-nucleon

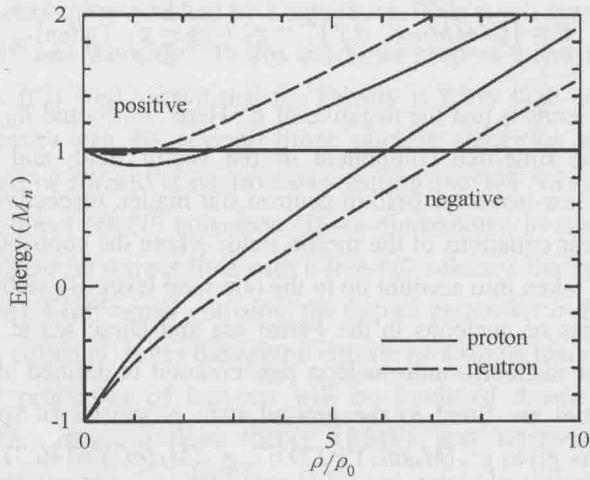


Fig. 2 The single-particle energies of the positive-energy nucleon and the negative-energy nucleon in neutron star matter

In Fig. 2 we plot the single-particle energies of the positive-energy nucleon and the negative-energy nucleon at zero momentum as a function of density in neutron star matter. Since in neutron star matter the neutron density is larger than the proton density, the neutral ρ -meson field $R_{0,0}$ is negative. Thus, in the positive-energy sector, the energy of the neutron is larger than

that of the proton while the situation becomes inverse in the negative-energy sector [see Eqs. (1) and (2)]. Consequently, the critical density of the $p\bar{p}$ pair creation ($6.1\rho_0$) is smaller than that of the $n\bar{n}$ pair creation ($7.5\rho_0$). That means that the $p\bar{p}$ pair creation is energetically more favorable. It should be pointed out that the critical density is quite sensitive to the coupling strengths adopted. The structures and properties of neutron stars can be obtained by applying the equation of state to solve the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation^{27,8}. Since the hyperon degrees of freedom are absent in the current model, the maximum mass of stars turns out to be $M_{\max}=2.44 M_\odot$, with the corresponding radius $R=12.75$ km and the central density $\rho_{\text{cen}}=5.0\rho_0$. The ρ_{cen} is smaller than both two critical densities for $p\bar{p}$ and $n\bar{n}$ pair creations. It implies that the spontaneous $N\bar{N}$ pair creation does not happen for a single neutron star within the model employed.

We consider the following case of neutron star collision: Two identical neutron stars with $\rho_{\text{cen}}=4.5\rho_0$ (with the current EOS, it is related to $M=2.43 M_\odot$ and $R=13.0$ km) collide with each other with a free-fall velocity. The impact parameter b stays between 0 and R , which determines the factor of density enhancement. We assume that a compact object of average density $7.2\rho_0$ is created in the reaction zone (in reality, there might be several smaller objects due to a breaking of the neutron star in the compression process. During a short period of time, i.e., before expansion, those compact objects remain at high density. For convenience of discussion, here we assume one object with a relatively large radius to account for the general effects.). The radius of the compact object is assumed to be $r=1$ km (case A) or $r=3$ km (case B) depending on the values of b . Since for a single neutron star with $\rho_{\text{cen}}=4.5\rho_0$ the density at $r=1$ km is $4.46\rho_0$ and at $r=3$ km is $4.18\rho_0$, in case A the density is enhanced by a factor around 1.6 while in case B around 1.7. Such kind of density enhancement can be reached during a neutron star collision as discussed above. In both cases the $p\bar{p}$ pair creation will happen while the contributions of the $n\bar{n}$ pair creation is negligible (it contributes at higher density but does not affect our discussions). We define a momentum p_{\max} describing the negative-energy nucleons (i.e., the holes of anti-nucleons) occupying the eigenstates of the Dirac sea from the uppermost level (the lowest-energy anti-particle level) to $E=M_N$ (see, Fig. 1), which turns out to be

$$p_{\max}=[(g_\omega\omega_0-\frac{1}{2}g_\rho\tau_0R_{0,0}+g_\sigma\sigma-2M_N)(g_\omega\omega_0-\frac{1}{2}g_\rho\tau_0R_{0,0}-g_\sigma\sigma)]^{1/2} \quad (3)$$

The potentials at $\rho=7.2\rho_0$ are: $g_\sigma\sigma=578.9$ MeV, $g_\omega\omega_0=1393.5$ MeV and $1/2g_\rho R_{0,0}=-150.8$ MeV. Based on the semi-classical phase-space assumption we then estimate the number of the $p\bar{p}$ pairs whose energies are larger than the nucleon free mass at $\rho=7.2\rho_0$ as

$$N_{\text{pair}}=\frac{4}{3}\pi r^3\times p_{\max}^3/3\pi^2=2.147r^3\times 10^{54} \quad (4)$$

Let us check whether most of the $p\bar{p}$ pairs can be emitted spontaneously. The rates for the

$N\bar{N}$ pair production per unit surface area and unit time, $dN_{\text{pair}}/dSdt$, has been calculated¹⁸ for compressed matter. In the case of $\rho=7\rho_0$ and tunnel distance $d=1$ fm, the rate turns out to be $2.68\times 10^{-2}\text{ fm}^{-3}$. For case B with $r=3$ km, the time needed to emit the available $p\bar{p}$ pairs is $t=1.9\times 10^{19}\text{ fm}=6.3\times 10^{-5}\text{ s}$, which is smaller than the typical dynamical scale of NS-NS collision $\tau\sim 10^{-3}\text{ s}$. Thus, we have enough time to produce proton—anti-proton pairs spontaneously. This is not a surprising since we are discussing a microscopic procedure in a macroscopic phenomenon. The produced protons stay in the atmosphere due to the gravitational force. However, at that time anti-protons are still in bound states due to potentials they feel. The above process happens before the compact object expands. Then the compact object starts to expand and the potentials in the Dirac sea fall down. Those anti-particles in bound states are pushed into the lower continuum (which are higher-energy states for anti-particles) and thus escape. They annihilate with the protons in the atmosphere or in the surrounding objects and release a large sum of energy. The released energy stems from the fields caused by the strong interactions. At low kinetic energy involved for the spontaneously produced particles, the channel of $N\bar{N}\rightarrow\gamma\gamma$ accounts for approximately 20% of the total annihilation cross section. We thus assume that 20% of the produced anti-protons annihilate with protons in the surrounding medium and the released energy is 2 GeV at each event (at the moment it is not very clear how many anti-protons in the Dirac sea can escape through the lower continuum, this is a problem, which should be investigated more closely.), the total exploded energy E_{tot} turns out to be $\sim 10^{51}$ erg and $\sim 10^{52}$ erg for cases A and B, respectively. The recently launched HETE-2 satellite (Science, 3 November, p.927) and the coming SWIFT satellite will provide precise positional information for short bursts. It will enable us to determine the amount of energy exploded in this subclass of short γ -ray bursts.

Acknowledgements:

The authors thank N.K. Glendenning for fruitful comments and P.J. Karol for enlightening discussions. G. Mao acknowledges the STA foundation for financial support and Japan Atomic Energy Research Institute for local hospitality.

References

- 1 L. Amati *et al.*, Science 290, 953 (2000)
- 2 L.G. Balazs, P. Meszaros, Z. Bagoly, I. Horvath, and A. Meszaros, astro-ph/0007438
- 3 M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, and W. Greiner, Phys. Rev. C58, 2126 (1998)
- 4 E. Costa *et al.*, Nature 387, 783 (1997)

- 5 S.G. Djorgovski *et al.*, CGN notice 139 (1998)
- 6 D.A. Frail, S.R. Kulkarni, L. Nicastro, M. Feroci, and G.B. Taylor, *Nature* 389, 261 (1997)
- 7 N.K. Glendenning, *Astrophys. J.* 293, 470 (1985)
- 8 N.K. Glendenning, *Compact Stars* (Springer, New York, 1997)
- 9 W. Greiner, *Heavy Ion Physics* 2, 23 (1995)
- 10 W. Greiner, B. Mueller, J. Rafelski, *Quantum Electrodynamics of Strong Fields* (Springer, Berlin, 1985)
- 11 K. Hurley *et al.*, *Nature* 372, 652 (1994)
- 12 R.W. Klebesadel, I.B. Strong, R.A. Olson, *Astrophys. J. Lett.* 182, L85 (1973)
- 13 S.R. Kulkarni *et al.*, *Nature* 393, 35 (1998)
- 14 S.R. Kulkarni *et al.*, *Nature* 398, 389 (1999)
- 15 T. Lu, astro-ph/0101036; K.S. Cheng and Z.G. Dai, *Phys. Rev. Lett.* 77, 1210 (1996); Z.G. Dai and T. Lu, *Phys. Rev. Lett.* 81, 4301 (1998)
- 16 G. Mao, H. Stoecker, and W. Greiner, *Int. J. Mod. Phys. E8*, 389 (1999); AIP Conf. Proc. 597, 112 (2001)
- 17 M.R. Metzger, S.G. Djorgovski, S.R. Kulkarni, C.C. Steidel, K.L. Adelberger, D.A. Frail, E. Costa, and F. Frontera, *Nature* 387, 878 (1997)
- 18 I.N. Mishustin, L.M. Satarov, J. Schaffner, H. Stoecker, and W. Greiner, *J. Phys. G19*, 1303 (1993)
- 19 W.S. Paciesas, C.A. Meegan, G.N. Pendleton *et al.*, *Astrophys. J. Supp.* 122, 465 (1999)
- 20 B. Paczynski, *Astrophys. J. Lett.* 494, L45 (1998)
- 21 T. Piran, *Phys. Rep.* 314, 575 (1999)
- 22 T. Piran, astro-ph/0104134
- 23 L. Piro *et al.*, *Science* 290, 955 (2000)
- 24 P.G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner, J. Friedrich, *Z. Phys. A323*, 13 (1986)
- 25 M. Ruffert and H.Th. Janka, *Astron. & Astrophys.* 338, 535 (1998)
- 26 B.D. Serot and J.D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.* 16, 1 (1986)
- 27 S.L. Shapiro and S.A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars* (Wiley, New York, 1983)
- 28 J. van Paradijs *et al.*, *Nature* 386, 686 (1997)
- 29 S.E. Woosley, *Astrophys. J.* 405, 273 (1993)

致密天体及高能辐射

高能辐射的时间尺度谱

李惕碛

(中国科学院高能物理研究所、

清华大学物理系 清华天体物理中心)

一、引言

在各种时间尺度上都存在复杂的光变现象,是黑洞和中子星系统高能辐射的一个显著特征。致密天体高能辐射的光变是由具有不同特征时间的不同物理过程所引起。要完整地理解致密天体高能辐射过程,首先应掌握各种时间尺度上高能辐射光变的特性,即应当由测得的光变曲线导出时间尺度谱。广泛应用的频谱分析方法从光变曲线导出频率谱:对光变曲线 $x(t_k)$ 通过富里埃变换

$$X(j_j) = \sum_{k=1}^N x(t_k) e^{-i2\pi f_j k \Delta t} \quad (j = -N/2, \dots, N/2-1)$$

得到光变曲线的功率(密度)谱

$$p(f_j) = |X(f_j)|^2$$

对不同能量的两条光变曲线 $x_1(t_k), x_2(t_k)$, 由互谱

$$C(f_j) = X_1^*(f_j) X_2(f_j)$$

得到时延谱

$$\Im(f_j) = \arg[C(f_j)] / 2\pi f_j$$

和相干系数谱

$$r(f_j) = \frac{|C(f_j)|}{\sqrt{\langle |X_1(f_j)|^2 \rangle \langle |X_2(f_j)|^2 \rangle}}$$

通常将富里埃周期对应于时间尺度,从而用富里埃功率谱描述不同时间尺度时变过程的强度分布,用时延谱描述不同能量光子发射时间差的分布,用相干系数谱描述不同能量过程间相关程度与时间尺度的关系。

富里埃变换将复杂的光变曲线分解为不同频率成分的叠加,从而可以取得不同时间尺度物理过程的信息——这是富里埃频谱方法被广泛应用并成为时变分析标准方法的主要原因。但是,将富里埃周期等同于时间尺度是不正确的,光变曲线的一个频率 f 的简谐成分并不等同于时间尺度 $1/f$ 的实际过程。对于一些重要的天体高能辐射过程,富里埃谱严重地畸变了实际物理过程的时间尺度分布。

陆垓教授指出:“基础科学研究……不仅范围要扩大、深度要增加,而且方法和途径也经常需要更新……需要创造新的方法和技术”(陆垓,2002)。天体高能辐射过程的研究需要发展新的时变分析方法。近年来我们发展了时变分析的时间尺度谱方法,可以毋需借助频谱分析,直接从光变曲线得到过程的各种时间尺度谱(Li,2001)。

二、功率谱

时间步长为 Δt 的光子计数序列 $x(k)$, ($k=1, \dots, n$), 其光变功率的定义为

$$P(\Delta t) = \frac{\text{Var}(x)}{(\Delta t)^2} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [x(k) - \bar{x}]^2}{(\Delta t)^2} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (r(k) - \bar{r})^2 \text{ rms}^2 \quad (1)$$

由此可求出时间尺度 Δt 的功率密度

$$p(\Delta t) = \frac{dP(\Delta t)}{d\Delta t} \cong \frac{P(\Delta t_1) - P(\Delta t_2)}{\Delta t_2 - \Delta t_1} \text{ rms}^2 / \text{s} \quad (2)$$

由式(1)、(2)可求出泊松噪音的功率密度

$$p_{\text{noise}}(\Delta t) \cong \frac{r}{\Delta t_1 - \Delta t_2} \text{ rms}^2 / \text{s} \quad (3)$$

其中 r 为计数率。由式(2)、(3)可计算信号功率密度

$$p_{\text{signal}}(\Delta t) = p(\Delta t) - p_{\text{noise}}(\Delta t) \text{ rms}^2 / \text{s} \quad (4)$$

图1上图为一随机脉冲序列,计数率为300cts/s;中图为由脉冲序列的一个随机样本加上5000cts/s泊松噪音构成的模拟光变曲线;图1下图中的实线为脉冲序列功率密度,十字为从模拟光变曲线用式(4)求得的信号功率密度谱,短画线为富里埃功率密度谱。信号脉冲的指数上升与衰减的时间常数系随机地从5ms~0.2s区间中选取,因此在这一时间尺度区间应当存在显著的变化功率,如图1下的实线和十字所示;短划线所示传统的富里埃谱大大低估了短时间尺度区间的信号功率。

研究光变功率的时间尺度谱有助于揭示致密星附近物理过程的性质。我们(Li & Muraki, 2002)用PCA/RXTE卫星数据得到一组X射线双星光变功率的富里埃谱(图2圆点)和时间尺度谱(图2十字)。图2左边为黑洞双星,右边为中子星双星。5个黑洞双

星的富里埃功率在小于约 0.1s 的短时间尺度区间都显著地低于时间尺度谱;而对于中子星,在毫秒至秒的时间尺度范围两者基本一致。如果黑洞双星系统存在特征时间尺度约 0.1s 的随机光变过程,而中子星随机光变过程的特征时间尺度远小于 1ms,则可以解释观测到的功率谱性质的差异。

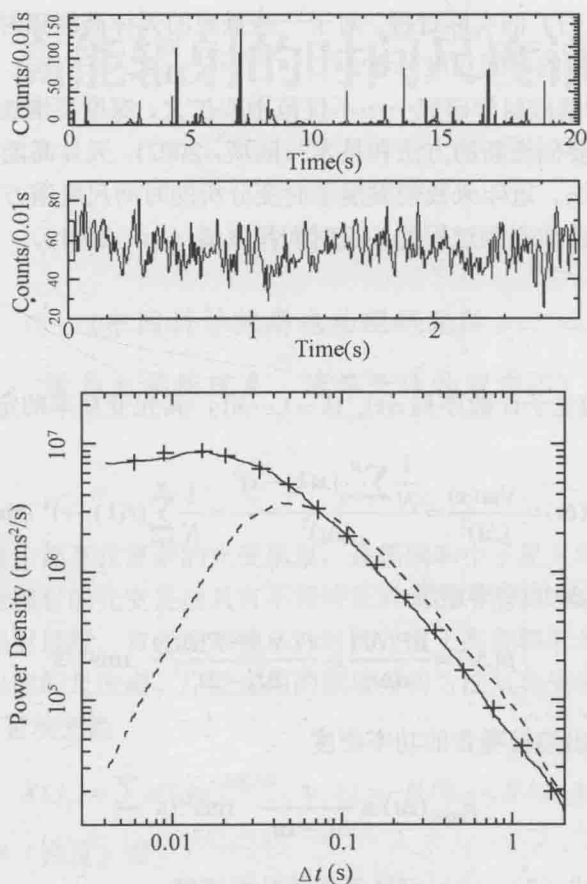


图 1

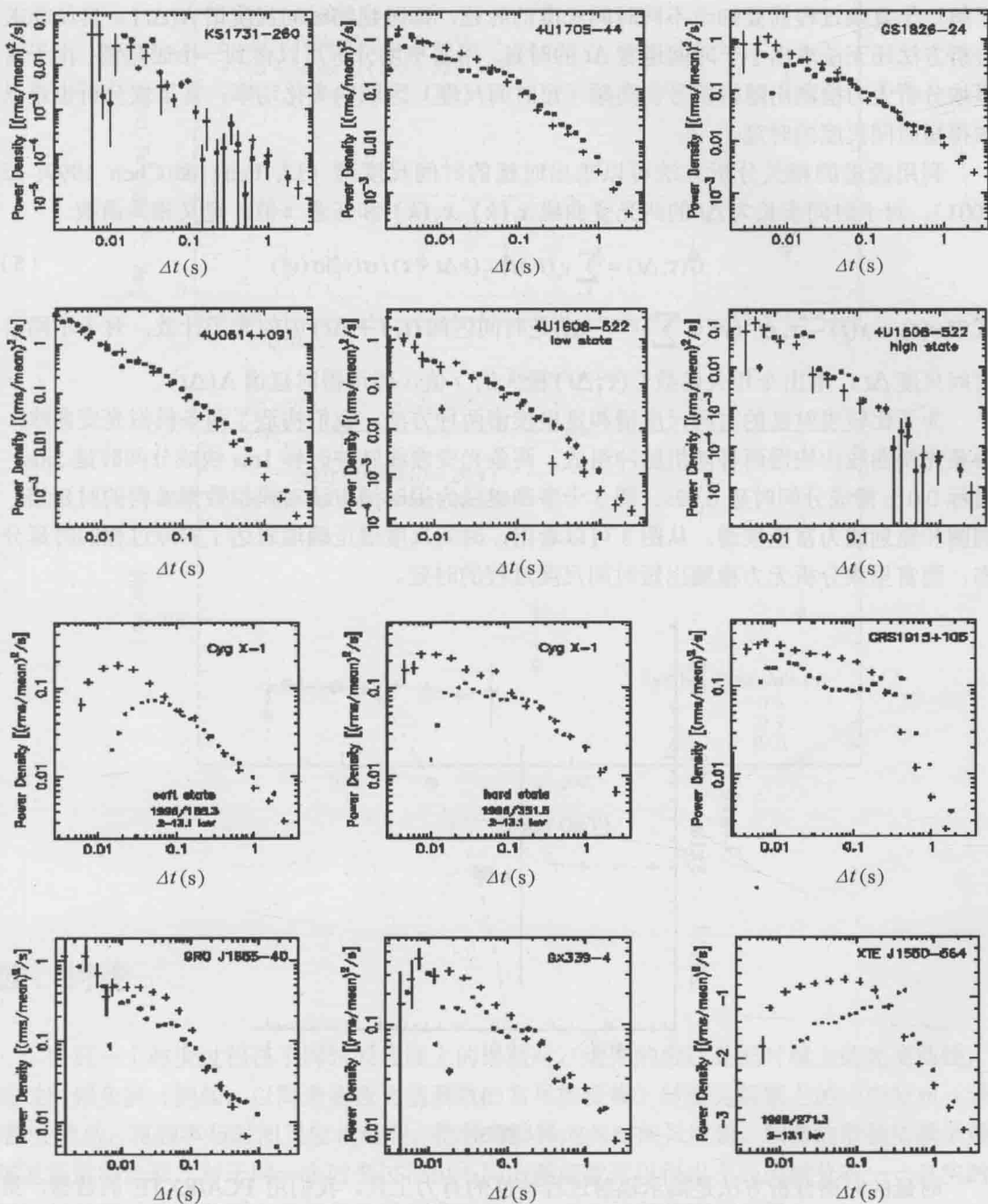


图 2

三、时延谱

同一时段不同能道两光变曲线 $x_1(k)$, $x_2(k)$ 间的相对时延 Λ , 是研究辐射过程的重要参

量。借助相关分析方法可以由两光变曲线求得一个时延值 Λ ；但仅仅一个时延值是不够的，了解一个复杂过程需要知道不同时间尺度的时延，即时延的时间尺度谱 $\Lambda(\Delta t)$ 。传统相关分析方法还无法求出小于时间道宽 Δt 的时延。用富里埃分析可以得到一个时延谱。由于富里埃分析无力检测出随机信号在高频（短时间尺度）区域的变化功率，富里埃分析也难以求得短时间尺度的时延。

利用改进的相关分析方法可以求出时延的时间尺度谱 (Li, Feng & Chen 1999; Li 2001)。对于时间步长为 Δt 的两光变曲线 $x_1(k)$, $x_2(k)$ 和任意 τ 值，定义相关函数

$$C(\tau; \Delta t) = \sum_k v_1(k \Delta t) v_2(k \Delta t + \tau) / \sigma(v_1) \sigma(v_2) \quad (5)$$

式中 $v(t) = x(t) - \bar{x}$, $\sigma^2(v) = \sum v^2$, $x(t)$ 是时间区间 $(t, t + \Delta t)$ 中的光子计数。对于不同时间尺度 Δt ，求出令相关函数 $C(\tau; \Delta t)$ 极大的 τ 值，即可得时延谱 $\Lambda(\Delta t)$ 。

为了比较求时延的时间尺度谱和富里埃谱两种方法，我们构造了两条模拟光变曲线，每条光变曲线由快慢两种随机脉冲组成。两条光变曲线脉冲时标 1ms 快成分间时延 5ms，时标 0.01s 慢成分间时延 0.02s。图 3 十字和虚线为用时谱方法对模拟数据求得的时延谱，圆圈和短划线为富里埃谱。从图 3 可以看出，时间尺度谱正确地表达了实际过程的时延分布，而富里埃分析无力检测出短时间尺度过程的时延。

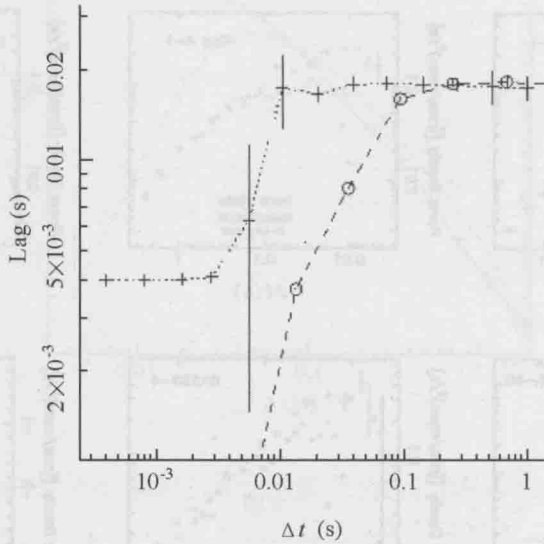


图 3

时延的时谱分析方法是揭示辐射过程特性的有力工具。我们用 PCA/RXTE 的数据，第一次得到了在短时间尺度区域 ($<0.01s$) CygX-1 硬 X 射线光子的时延谱，从而可以判断不同的辐射模型 (曲进禄等 2001; 2002); 我们还得到 BATSE/CGRO 发现的地球 γ 闪烁 TGFs (Terrestrial γ -ray Flashes) 低能光子的时延性质，有力地证实了 TGF 产生的放电机制 (Feng et al. 2002)。我们正在应用时谱方法研究 γ 射线暴的时延性质。图 4 是从 BATSE 探测到的 γ 暴 GRB910503 数据得到的低能光子时延的时间尺度谱 (上图) 以及特定时间尺度下时延与能区间隔的关系 (下图)。可以期待，更多 γ 暴时延性质的分析结果将推进对 γ 暴产生机制的了解。

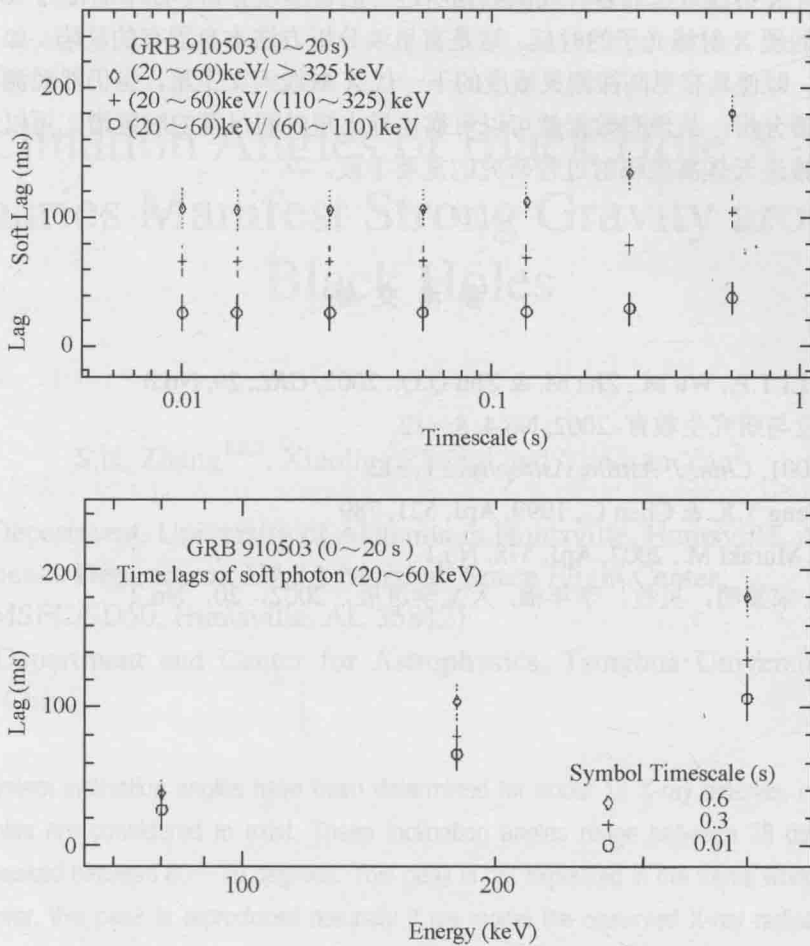


图 4

四、讨论

研究一个时变过程在不同时间尺度上的性质时，通常的做法是把时域上的光变曲线，通过时频变换（例如，以简谐函数为基函数的富里埃变换）转变为频域上的一个分布（频谱）；然后，将频率与时间尺度相对应，把频谱解释成为时间尺度谱。频谱的形状依赖于频域基函数的选取，对于同一个时变过程用不同的基函数可以得出不同的谱分布——真实的时间尺度谱只能在时域上直接地由光变曲线求出，而不能依靠时频变换。

除了本文所介绍的求功率和时延时间尺度谱的方法外，我们还提出了求相干系数、能谱硬度和各种物理量间相关系数的时间尺度谱的方法，以及如何分别研究时变的脉冲成分和连续成分的办法，从而建立了直接在时域上进行时变分析的一套方法（Li, 2001）。同频谱分析比较，时谱分析的结果可以更正确地反映真实物理过程的时间尺度分布。时谱分析还能更灵敏地揭示短时间尺度（高频）区域的时变性质，是研究快速时变过程的有力工具。

迄今,对 X 射线双星的各种观测数据所进行的富里埃分析,都未能在约 100Hz 以上的高频区观测到硬 X 射线光子的时延。这是富里埃分析方法本身固有的缺陷。如果不发展新的分析方法,即使具有更高探测灵敏度的下一代 X 射线天文卫星,也仍然观测不到高频时延。而用时谱分析,从现有数据就可以可靠地导出短时间尺度的时延谱。可以预期,时谱分析将成为推进天体高能辐射过程研究的重要手段。

参 考 文 献

- 1 Feng H., Li T.P., Wu M., Zha M. & Zhu Q.Q., 2002, *GRL*, 29, No.3
- 2 陆焱.学位与研究生教育. 2002, No.4, 8~12
- 3 Li T.P., 2001, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 1, 313
- 4 Li T.P., Feng Y.X. & Chen L., 1999, *ApJ*, 521, 789
- 5 Li T.P. & Muraki M., 2002, *ApJ*, 578, No.1
- 6 屈进禄, 宋黎明, 吴枚, 李年福. 天文学进展, 2002, 20, No.2

Inclination Angles of Black Hole X-ray Binaries Manifest Strong Gravity around Black Holes

S.N. Zhang^{1,2,3}, Xiaoling Zhang¹ and Yangsen Yao¹

(¹Physics Department, University of Alabama in Huntsville, Huntsville, AL 35899)

(²Space Science Department, NASA Marshall Space Flight Center,
NASA/MSFC/SD50, Huntsville, AL 35812)

(³Physics Department and Center for Astrophysics, Tsinghua University, 100084,
Beijing, China)

Abstract System inclination angles have been determined for about 15 X-ray binaries, in which stellar mass black holes are considered to exist. These inclination angles range between 25 degrees and 80 degrees, but peaked between 60~70 degrees. This peak is not explained in the frame work of Newtonian gravity. However, this peak is reproduced naturally if we model the observed X-ray radiations as being produced in the accretion disks very close to the black hole horizons, where the extremely strong general and special relativistic effects, caused by the extremely strong gravity near the black hole horizons, modify the local radiation significantly as the X-rays propagate to the remote observer. Therefore the peak of the inclination angle distribution provides evidence for strong gravity around stellar mass black holes.

A double star or binary system may produce strong X-ray emission if one of the two stars is a compact object, namely, a white dwarf, or a neutron star, or a blackhole ^(1,2). An X-ray binary system is considered to harbor a black hole if the invisible object is determined to have a mass exceeding the three-solar mass upper limit for a neutron star ⁽³⁾. Currently thirteen such X-ray binaries, now called black hole X-ray binaries, are known ^(2, 4~9). Because of the lack of unambiguous evidence of strong gravity from these systems, many in the community still prefer to call them black hole candidates ⁽¹⁾; many other transient X-ray sources are also called black hole candidates because of their similar high energy spectral and timing properties. In recent years, possible evidence of strong gravity effects around black holes has been reported in a number of X-ray binaries producing superluminal jets ^(10~15), during their bright outbursts. For several transient black hole binaries, their quiescent X-ray luminosity has been found too low to

understand unless the compact objects have no solid surface, i.e., they are black holes with horizons (see, e.g., Ref. ⁽¹⁶⁾ and references therein). Here we study all known black hole binaries as a class with numerical calculations of the X-ray radiations around the assumed black holes in these binary systems. Our results demonstrate that the observed inclination angle distribution of these systems is a clear manifestation of strong gravity effects very close to the horizons of these black holes.

Black hole X-ray binaries have always been first discovered as X-ray sources. The first discovered binary X-ray source was Cygnus X-1 and it was found to contain a black hole ^(17, 18) Cygnus X-1 is the brightest persistent black hole X-ray binary and has an average X-ray flux well above the detection limit of most X-ray instruments. For all other sources, their detections are of statistical nature. The system inclination angle θ of a binary system is defined as the angle between the line of the sight of the observer and the normal direction of the binary orbital plane. If we assume that black hole binaries are oriented isotropically in space, then the probability that a black hole binary falls between $(\theta, \theta + d\theta)$ is proportional to the solid angle $d\Omega(\theta) = 2\pi \sin(\theta) d\theta$. Therefore the probability of detecting a black hole binary between $(\theta, \theta + d\theta)$ is approximately $P(F_x, \theta) d\theta \propto F_x(\theta) d\Omega(\theta) \propto F_x(\theta) \sin(\theta) d\theta$, where $F_x(\theta)$ is the X-ray flux of a source.

The reason for the proportionality to the X-ray flux of a source is that most black hole X-ray binaries are transient sources, which could only be discovered with X-ray all-sky monitors, which have relatively small effective areas and thus higher flux detection thresholds compared to the main X-ray instruments. Not only a source needs to be detected first with an X-ray monitor, it must also be detected sufficiently early during its initial brightening phase in the X-ray band, so that follow-up X-ray observations may be able to determine its precise location, which will then allow optical observations to identify the system before it returns to its quiescent state. Once the optical counterpart of the X-ray source is known, the inclination angle of the system and the mass of the black hole may be determined from optical observations of the system in its quiescence state. Therefore only the brightest transient X-ray sources containing black holes among the detected transients may be finally recognized as black hole binaries. Indeed those transient sources with reliable dynamical mass determinations are the brightest X-ray sources among all the so-called black hole candidates.

In a binary system when matter flows from the companion star (a normal star) to the compact object, an S.N. Zhang 2 accretion disk is formed in the orbital plane of the binary system, because of the angular momentum carried by the accreting matter (see, e.g., Ref. ⁽¹⁾). X-ray radiations from black hole X-ray binaries are consequently produced in the accretion disks very close to the black holes ^(4, 19). To model the black hole X-ray detection probability $P(F_x, \theta)$, we first assume the Newtonian mechanics and gravity, i.e., both special and general relativistic effects are ignored. If the X-ray emission region of these sources has a disk-like geometry and the disk is in the orbital plane of the binary system, then the observed X-ray flux will be

proportional to $\cos(\theta)$. We therefore have $P(F_x, \theta)d\theta \propto \cos(\theta) \sin(\theta)d\theta \propto \sin(2\theta)d\theta$, which peaks at 45 degrees. However the observed peak of the inclination angle distribution is between 60~70 degrees (see Fig. 3(a)), ruling out completely the Newtonian gravity model in these systems.

Because the gravitational potential is very deep at distances very close to the black hole, the bulk of the radiation should be produced from the accretion disk immediately outside the black hole horizon. Therefore strong general relativistic effects, such as gravitational redshift and light-bending effects, must be taken into account when calculating the observed X-ray spectrum at infinity. The strong gravity also makes the accreting matter near the black hole orbiting at velocities very close to the speed of the light, before the matter falls into the black hole. Therefore strong special relativistic effects, such as longitudinal and transverse Doppler frequency shifts and flux changes, must also be considered.

In Fig. 1, we show the expected energy spectra at different inclination angles and for different black hole spins (see Ref. ⁽²⁰⁾ for details of the calculations). In our calculations, we assumed a very simple model for the local X-ray emission, which is made of two components, because for most black hole X-ray binaries the two-component spectral model gives an adequate descriptions to their broadband spectra ^(1,4). The soft and blackbody-like component is generated for an optically thick and geometrically thin disk model ^(21, 22), by assuming at each radius a blackbody spectrum is produced following the temperature distribution in the accretion disk for a full Kerr metric ⁽²³⁾. The hard and power-law like component is assumed to be a result of inverse Compton scattering between the blackbody photons and high energy electrons in the accretion disk ^(24~27); for simplicity we assume the two components have the same radiation power. As seen in Fig. 1, relativistic effects due to the strong gravity indeed modify the radiation spectral shape and flux significantly.

In Fig. 2, we show the relative flux of a black hole binary as a function of the system inclination angle in different energy bands for different black hole spins (again see Ref. ⁽²⁰⁾ for details of the calculations). We can see clearly that the expected $F_x(\theta)$, when all relativistic effects due to the strong gravity are included, deviates significantly from the cosine law, which is the expected $F_x(\theta)$ in the absence of any such relativistic effects.

From the results in Fig. 2, we can then calculate $P(F_x, \theta)d\theta \propto F_x(\theta) \sin(\theta)d\theta$, as shown in Fig. 3, for three assumed black hole spins, because currently we do not know the distribution of black hole angular momentum. The data used for the observed inclination angle distribution include the thirteen black hole binaries with dynamical mass determinations (and thus rather reliable inclination determinations) and two bright black hole candidates with reliable inclination angle estimates, namely the recently discovered transient source XTE J2012+381 and the first galactic superluminal jet source GRS1915+105. The errors for the inclination angle estimates are mostly between 2~10 degrees. For the last two sources their inclination angles are estimated from modelling the X-ray spectrum of XTE J2012+381 ⁽²⁸⁾ and the radio jets of

GRS1915+105 (see Ref. ⁽¹⁴⁾ and references therein).

For non- and mildly spinning black holes, the expected peak is at about 60 degrees, and the peak is shifted towards higher inclination angles for rapidly spinning blackholes. The data thus indicate that most of the known black holes are non- or mildly spinning, but a small portion of them are probably spinning rapidly. It has been suggested that galactic microquasars ^(13, 14), i.e., black hole X-ray binaries producing superluminal jets, contain rapidly spinning black holes ^(10-12, 15). This situation may be similar to the models of bi-modality of the black hole spins in quasars (see Ref. ⁽³⁹⁾ and references therein). In this class of models, a majority of quasars, which produce only weak radio emission, contain non-spinning black holes. However, a small portion of them, which produce strong radio emission, contain rapidly spinning black holes. The strong radio emission is believed to be produced by relativistic jets powered by extracting the spin energy of the spinning black holes ⁽³⁰⁾. Therefore, similar physical processes may operate in both stellar mass and supermassive black hole systems which have vastly different scales.

It should also be noted that because of the limited statistics and the rather complex nature of the observational selection effects in discovering these black hole binaries and following them up with optical and radio observations, it is not straightforward to compare the details of the observed inclination distribution with theoretical calculations. The unknown luminosity function of transient black hole binaries also make the details of the theoretical calculations uncertain. However the location of the peak is not sensitive to the details of the luminosity function, provided that the luminosity function is a monotonically decreasing function above a certain threshold. Therefore, by comparing the theoretically expected peaks of the inclination angle distribution with the observed peak, we can conclude that the location of the peak around 60~70

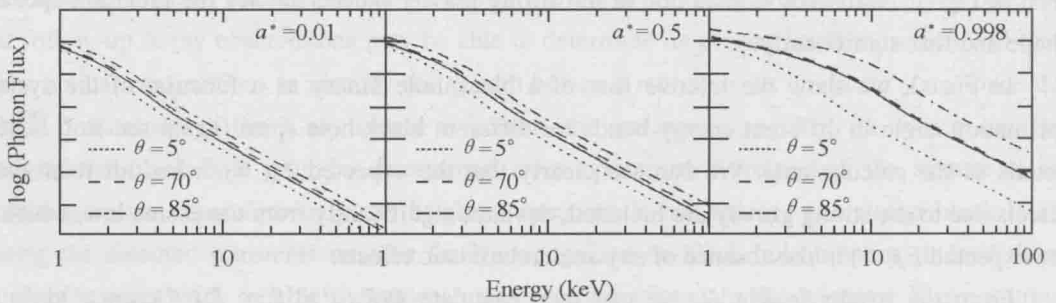


Figure 1 Accretion disk spectra around black holes with different angular momenta and viewed with different inclination angles from infinity. a^* , in the unit of $GM=c$, is the amount of the angular momentum of the black hole, divided by the mass M of the black hole; $a^* = 0, 0.5$, or 0.998 corresponds to non-spinning, mildly spinning, or extremely spinning black holes respectively. Each spectrum is also re-normalized to $\cos(\theta)$, i.e., all spectra should fall on top of each other in the absence of special and general relativistic modifications. The solid lines are the local spectra and the dotted lines are the spectra observed at infinity, after modifications by special and general relativistic effects. The differences between the local spectra for different black hole spins are due to the different inner disk radius in each case, which is assumed to be the last stable orbit of the black hole

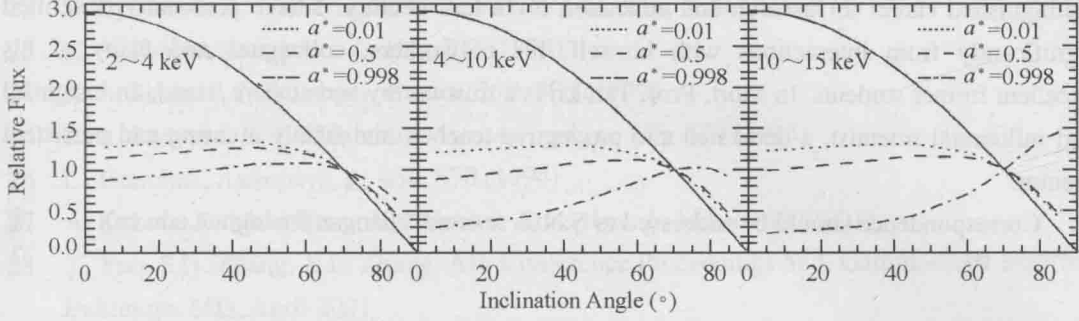


Figure 2 Fluxes at infinity in different energy bands as a function of the inclination angle after the relativistic modifications due to the strong gravity near the black hole horizon, as shown by the dotted lines; the solid lines are for the cosine law, appropriate when relativistic effects are negligible

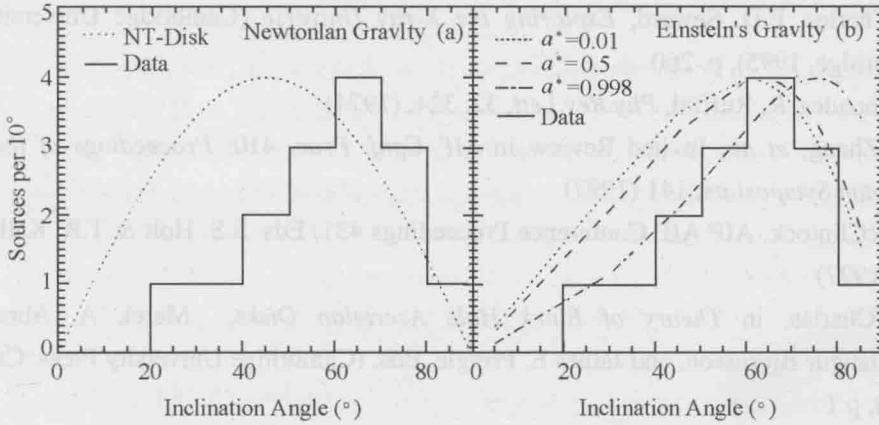


Figure 3 The observed inclination angle distribution of black hole binaries in comparison with different models. In the first panel (a), the Newtonian gravity is assumed, but clearly ruled out by the observed inclination angle distribution of black hole X-ray binaries. In the second panel (b), the predicted inclination angle distributions for different black hole angular momenta are compared with data, when the strong general and special relativistic effects caused by the extremely strong gravity in these systems are taken into account. The energy band used is between 3~10 keV, which is the most sensitive energy band for most X-ray all-sky monitors. The three different model predictions are for three assumed black hole spins

degrees is a clear manifestation of the extremely strong gravity around black holes in these systems. This, and the fact that the masses of these invisible objects in these systems are much higher than the neutron star mass upper limit, make it very difficult to avoid the conclusion that these invisible objects are indeed stellar mass black holes.

Acknowledgement: We thanks Drs. Richard Lieu and Walter Lewin for their critical comments and insightful suggestions. The research is supported in part by NASA's Marshall Space Flight Center and through NASA's Long Term Space Astrophysics Program.

This paper is dedicated to Prof. Tan Lu, in celebration of his 70th birthday and a

distinguished career in research and education for a half century. I have personally benefitted significantly from interactions with himself, his co-workers, colleagues and many of his excellent former students. In short, Prof. Tan Lu is a trustworthy and sincere friend, an insightful and influential scientist, a dedicated and productive teacher, and finally a caring and persistent mentor.

Correspondence should be addressed to S.N.Z. (e-mail: zhangsn@tsinghua.edu.cn).

References

- 1 W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel, Eds., *X-ray Binaries*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1995)
- 2 P.A. Charles, F.D. Seward, *Exploring the X-ray Universe* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995), p. 260
- 3 C.E. Rhoades, R. Ruffini, *Phy.Rev.Lett*, 32, 324, (1974)
- 4 S. N. Zhang, *et al.*, Invited Review in *AIP Conf. Proc.* 410: *Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, 141 (1997)
- 5 J.E. McClintock, *AIP AIP Conference Proceedings* 431, Eds. S.S. Holt & T.R. Kallman, pp. 290 (1997)
- 6 P.A. Charles, in *Theory of Black Hole Accretion Disks*, Marek A. Abramowicz, Gunnlaugur Bjornsson, and James E. Pringle, Eds. (Cambridge University Press, Cambridge, 1998), p.1
- 7 J. E. McClintock, *et al.*, *Astrophys. J.*, 551, L147, (2001)
- 8 J. A. Orosz, *et al.*, *Astrophys. J.*, 555, 489 (2001)
- 9 R. M. Wagner *et al.*, *Astrophys. J.*, 556, 42 (2001)
- 10 S. N. Zhang *et al.*, *Astrophys. J.*, 479, 381 (1997)
- 11 S. N. Zhang, W. Cui, W. Chen, *Astrophys. J.*, 482, L155 (1997)
- 12 W. Cui, S.N. Zhang, W. Chen, *Astrophys. J.*, 492, L53 (1998)
- 13 I. F. Mirabel, L. F. Rodriguez, *Nature*, 392, 673 (1998)
- 14 I. F. Mirabel, L. F. Rodriguez, *Annul. Rev. Astr. Astrophys.*, 37, 409 (1999)
- 15 T.E. Strohmayer, *Astrophys. J.*, 552, L49 (2001)
- 16 M.R. Garcia, *et al.*, *Astrophys. J.*, 533, L47 (2001)
- 17 B.L. Webster, P. Murdin, *Nature*, 235, 37 (1972)
- 18 C.T. Bolton, *Nature*, 235, 271 (1972)
- 19 S. N. Zhang *et al.*, *Science*, 287, 1239 (2000)
- 20 X.L. Zhang, S.N. Zhang, Y. Yao, *AIP Conference Proceedings* 587, Gamma-2001 Meeting, Baltimore, MD, April 2001
- 21 N. I. Shakura, R. A. Sunyaev, *Astr. Astrophys.*, 24, 337 (1973)

- 22 D. Lynden-Bell, J. E. Pringle, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 168, 603 (1974)
- 23 K. S. Thorne, *Astrophys. J.*, 191, 507 (1974)
- 24 R. A. Sunyaev, J. Truemper, *Nature*, 279, 506 (1979)
- 25 R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, *Astr. Astrophys.*, 143, 374 (1985)
- 26 L. Titarchuk, *Astrophys. J.*, 434, 570 (1994)
- 27 A. Kubota, K. Makishima, K. Ebisawa, *Astrophys. J.*, 560, L147 (2001)
- 28 Y. Yao, S.N. Zhang, X.L. Zhang, AIP Conference Proceedings 587, Gamma-2001 Meeting, Baltimore, MD, April 2001
- 29 R. Moderski, M. Sikora, J.P. Lasota, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 301, 142 (1988)
- 30 R.D. Blandford, & R.L. Znajek, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 179, 433 (1977)

反常 X 射线脉冲星的吸积盘模型

陆烨¹ 郑广生²

¹ (中国科学院国家天文台 北京 100012)

² (香港大学物理系 香港)

摘 要 本文提出了反常 X 射线脉冲星的双温吸积盘解释模型。假定围绕中心天体中子星的吸积盘形成于超新星的反馈过程。如果所形成的吸积盘的质量变化范围在 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 太阳质量, 基于双温吸积盘的径向脉动不稳定性研究, 我们得到了成团的 X 射线脉冲星的周期、X 射线光度、X 射线的周期偏离和演化时标。所得结果与反常 X 射线脉冲星的观测结果一致。

一、引言

反常 X 射线脉冲星 (AXPs) 与正常的脉冲中子星相比较显示许多特殊观测特征。AXPs 具有低的 X 射线光度 ($10^{35} \sim 10^{36}$ 尔格 \cdot 秒⁻¹)、成团的旋转周期 (6~12 秒) 和演化时标范围在 $10^3 \sim 10^5$ 年之间等观测特征。并且其观测特征与软 γ 重复爆 (SGRs)、暗弱热中子星 (DTNs) 的旋转周期特性非常相似。但目前, 关于解释 AXPs 的物理特性和激发其能源的机制迄今还没有一致的结论。为阐明 AXPs 的物理特性, 理论上主要有两类完全不同的模型, 一类是有极强磁场中子星 (Magnetar) 模型 (Heyl & Hernquist 1997a, 1997b; Thompson & Duncan 1996; Hulleman, van Kerkwijk & Kulkarni 2000), 另一类是吸积盘模型 (Mereghetti & Stella 1995; van Paradijs *et al.* 1995; Ghosh *et al.* 1997; Chatterjee *et al.* 2000)。提出 Magnetar 模型的主要观测依据是中子星自转速率的快速变慢, 推测出中子星表面应该具有极强的磁场, 但这个观点受到了有力的挑战; Magnetar 模型的另一个主要的困难在于观测到的 AXPs 的 X 射线光度超过了 Magnetar 自转减慢功率。而吸积盘模型不要求中子星有强的磁场, 并能自然解释 AXPs X-射线光度, 以及解释 AXPs 与 SGRs、DTNs 相似的观测特性; 但吸积盘模型对自身形成和演化的周围环境介质的特性提出了严格的限制。基于以上的研究, 本文提出 AXPs 的超新星暴发后物质反馈形成的双温吸积盘能源模型。双温吸积盘模型的主要特性在于被吸积物质中的电子和离子温度不同, 通常电子温度为 10^9 K, 而其离子的温度要比电子温度高 1~2 个量级, 大约 10^{11} K, 所以双温吸积盘有比冷的、光学厚吸积盘高的温度。因此在双温吸积盘内区乃至中区能产生硬的 X 射线光子

(Shapiro, Lightman & Eardley 1976, 后称 SLE)。由于硬的 X 射线光子在其离开吸积盘辐射之前要经过吸积盘外区的多次散射, 所发生的康普顿过程有利于产生期望的软 X 射线辐射。另外双温吸积盘具有径向脉动不稳定特性 (Wu, 1997)。Yang 等人 (1997) 研究工作描述了径向脉动不稳定性的周期和周期的变化关系。本文利用双温吸积盘的径向脉动不稳定性对 AXP 的 X 射线光度、旋转周期和演化时标等观测特征进行了具体研究。

二、双温吸积盘模型基本方程和脉动不稳定性

众所周知, 吸积盘的大部分辐射来自吸积盘的内区 (Shakura & Sunyaev 1973)。由于中子星的吸积受到中子星磁场的影响, 使得中子星的吸积半径至少应该大于阿尔芬波半径 (SLE), 因此对中子星的吸积半径提出了限制。中子星双温吸积盘的有效吸积半径 r_0 和其对应的总辐射光度应满足以下方程 (SLE, 1976):

$$r_{0*}^{21/8} \zeta^{-2}(r_0) \approx 10^4 \alpha^{1/4} M_*^{-7/4} \dot{M}_*^2$$

$$L_0 = \left[1 + 2 \left(\frac{1}{6} r_{0*} \right)^{-3/2} - 18/r_{0*} \right] \dot{M} c^2 / 12$$

其中 $M_* = M/3 M_\odot$, M 为中心天体的质量, $\dot{M}_* = \dot{M} / (10^{17} \text{ g s}^{-1})$, \dot{M} 为吸积率, $r_* = rc^2/GM$, ζ 为粘滞应力张量在吸积盘内边界消失的边界条件, α 为粘滞系数。给定 α 和辐射光度 L_0 值, 我们可以确定吸积盘的有效吸积半径 r_0 和吸积率。

长期以来人们对吸积盘的结构和稳定性特征进行了具体的研究 (Kato 1978; Blumenthal *et al.* 1984)。Menou 等人 (2001) 还对反馈吸积盘的不稳定特性进行了详细讨论。研究结果表明双温吸积盘具有径向脉动不稳定性 (Wu 1997; Yang *et al.* 1997)。这种不稳定性被用来解释星系中黑洞候选体产生的准周期脉动 (QPO) 现象 (Chen & Taam 1995)。Yang 等 (1997) 和 Wu 等 (1995) 指出吸积盘径向脉动不稳定性的周期 P 和周期的变化 (\dot{P}) 满足方程:

$$P \approx (\alpha \Omega)^{-1}$$

$$\dot{P} = \frac{2}{3} P \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial t} = \frac{3}{2} P \frac{\dot{M}}{M_d} (h/r)^{-1}$$

其中 M_d 为吸积盘的质量, Ω 为开普勒角速度。

吸积盘脉动不稳定性的演化持续时标 τ 为

$$\tau = M_d / \dot{M}$$

从以上方程可知, 吸积盘的结构依赖吸积半径, 因而对于不同的吸积半径其脉动不稳定性的特征非常不同。对方程进行数值计算, 所得结果归纳于图表中。

三、结论

从观测上看, AXP 的观测周期集中于 6~12s 的变化范围, 我们数值计算的结果 (见

表 1) 则表明, 双温吸积盘脉动不稳定性的周期变化正好落在 AXP 的周期范围内。给定吸积盘的粘滞系数, 如果反馈吸积盘的质量为 $10^{-6} M_{\odot} \sim 10^{-5} M_{\odot}$, 那么脉动不稳定性的周期偏离也和 AXP 的观测结果一致。综合我们的研究表明, 我们提出的反馈双温吸积盘的脉动不稳定性模型, 对反常 X 射线脉冲星的低 X 射线光度、成团的周期特征、周期偏离和演化时标进行了较好的解释。模型对吸积盘的质量进行了限定, 要获得与 AXP 观测一致的结果, 吸积盘的质量必须在 $10^{-6} M_{\odot} \sim 10^{-5} M_{\odot}$ 之间变化, 从而也保证了低质量 X 射线双星的观测现象不会在我们的模型中出现。这与 AXP 没有伴星的观测结果一致。必须指出因为获得精确的反馈吸积盘的质量非常困难, 所以模型结果只是近似估算。同时本文没有考虑 AXP 的能谱演化, 因而模型需要进一步的提高和完善。

表 1 数值计算的结果

Model	1	2	3	4
α	1.09×10^{-5}	9.4×10^{-6}	6.57×10^{-6}	5.47×10^{-6}
$L_0(\text{erg s}^{-1})$	4×10^{35}	4×10^{35}	4×10^{35}	4×10^{35}
r_{reff}	6.91	6.88	6.86	6.84
$P(\text{s})$	6	8	10	12
$P_{\text{dot}}(\text{s s}^{-1})$	3×10^{-11}	3×10^{-10}	3×10^{-11}	3×10^{-11}
$M_d(M_{\text{solar}})$	2.24×10^{-5}	3.15×10^{-6}	4.14×10^{-5}	5.17×10^{-4}
$M_{\text{dot}}(\text{g s}^{-1})$	2.96×10^{17}	3.14×10^{17}	3.29×10^{17}	3.42×10^{17}

E-mail: ly@yac.bao.ac.cn, hrspksc@khucc.hku.hk

参 考 文 献

- 1 Blumenthal, G.R., Yang, L.T., & Lin, D.N.C., 1984, ApJ, 287, 774
- 2 Chatterjee P., Hernquist L., & Narayan R., 2000, ApJ, 534, 373
- 3 Chatterjee P., & Hernquist L., 2000, ApJ, 543, 368
- 4 Chen, X., & Taam, R.E., ApJ, 1995, 441, 354
- 5 Ghosh P., Angelini, L. & White N.E., 1997, ApJ, 478, 713
- 6 Heyl J.S. & Hernquist, L., ApJ, 1997a, 489, L67
- 7 Heyl J.S. & Hernquist, L., ApJ, 1997b, 491, L95
- 8 Hulleman F., van Kerkwijk, & Kulkarni S.R., 2000, Nature, 408, 689
- 9 Kato, S., 1978, MNRAS, 185, 629

- 10 Mereghetti S., & Stella L., ApJ,1995,442: L17
- 11 Menou, K., Perna, R., & Hernquist, L., 2001, ApJ, 559, 1032
- 12 Shapiro, S.L., Lightman, A.P., & Eardley, D.M., ApJ, 1976, 204, 187 (SLE)
- 13 Shakura, N.I., & Sunyaev, r.A., 1973, 24, 337
- 14 Thompson C. & Duncan, R.C. 1996, ApJ, 473, 322
- 15 van Paradijs J., Groot P.J., Galama, T. *et al.*, 1997, Nature, 386, 686
- 16 Wu, X.B., 1997, MNRAS, 292, 113
- 17 Wu, X.B., *et al.*, 1995, A&A, 295, 833
- 18 Yang, L.T., Th.Henning, Lu, Y., & Wu, S., 1997, MNRAS, 288, 965

Sub-TeV γ 天文及羊八井实验

谭有恒

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 介绍了近年来地面宇宙线实验致力于 γ 天文研究的情况,特别是我国高海拔的羊八井宇宙线观测站在 Multi-TeV 能区的工作成绩和进军 Sub-TeV 能区的进展;也提出了向地面观测极限挑战进军 Multi-GeV 能区的建议。

关键词 γ 射线 (γ -ray); 广延大气簇射 (AS); AS 阵列; 全覆盖式阵列 (地毯); 大气契伦科夫光成像望远镜 (IACT); γ 源; γ 暴 (GRB)

一、引言

如果说高能天体物理是指对能密度大于普通星系或其微观过程联系于 X-ray 以上的高能粒子的产生的天体现象的研究的话,这里介绍的是能量高于通常空间实验所说的“高能”的,以地基设备和宇宙线实验方法实施的 γ 天文研究。它的最初目标是寻找宇宙线产生源,研究宇宙中的粒子产生、加速和传播;进而涉及那里的物理状态、微观过程和空间环境。

这方面的研究主要基于两种实验方式,即对 AS 大气契伦科夫光和 AS 粒子的观测。探测手段是以地面为基地的大气契伦科夫望远镜 (ACT) 和广延大气簇射 (AS) 粒子探测阵列,它们都是在 20 世纪 80 年代后得到快速发展的。自从 80 年代美国 Whipple 实验室用多支光电倍增管 (PMT) 的“Camera”代替第一代 ACT 的单支 PMT 后,成像技术得到发展,用所获契伦科夫光像的样式来区分 γ 引起的 AS 于质子 (或原子核) 引起的 AS 获得成功,导致了第一个 TeV γ 源蟹状星云的发现 (Weekes *et al.*, 1989), 并使它被广泛承认为北天的“标准烛光”。它们普遍工作于 TeV 能区,个别 10m 望远镜阈能可下到 250GeV; 如果将望远镜作大天顶角观测,其高能端可作到 30~40TeV。迄今声称的以高显著性找到的 TeV γ 源已近 20 个,得到相互证实和普遍承认的也有近 10 个。它们的能谱都可以用被加速到超高能电子的同步辐射及其在背景光子场或来自同步辐射的软光子的逆康普顿散射的 γ 产生来解释 (de Jager & Harding, 1992)。

AS 阵列方面,在 1983 年当时西德 Kiel 大学宣称找到 Cyg X-3 为超高能 γ 源 (后被证实为误) 的刺激下,20 世纪的 80 年代中期到 90 年代初期,出了十多家专找 γ 源的 AS 阵列,可是除了一些流强上限值 (对能谱的理论解释给出了必要的限制) 之外,并没有看到

一个 γ 源。到 90 年代初, CGRO 卫星一上天, 其 EGRET 就在 20MeV~10GeV 间找到百多个高能 γ 源, IACT 也找到了 4~5 个。强烈的反差使许多阵列实验同行毅然放弃了原有阵地去加入 IACT 行列或迁往极高能宇宙线领域。只有两家初衷未改, 一是美国 Los Alamos 的原 SYGLUS 组 (现 MILAGRO), 改用整体的水 Cherenkov 探测器; 另一个就是羊八井观测站了。前者让高能 AS 粒子在水 (池) 中产生 Cherenkov 光, 再予探测, 以增加对 AS 的探测灵敏度和光电倍增管的接收面积; 后者则直接把传统的多点取样 AS 阵列加密到极致成为全覆盖 (“地毯”) 式粒子阵列 (羊八井 ARGO 计划), 将原来 0.1%~1% 的取样比提高到 90% 以上, 从而降低探测阈能和提高灵敏度以作 γ 天文, 又在高能区以其完整细致的 AS 荷电粒子在观测面上的时空分布信息, 为逐事例地分辨 AS 的祖粒子 (因而原初宇宙线) 的成分提供依据。它们的共同点是都要求高海拔。MILAGRO 业已建成投入观测, 阈能~300GeV, 但受限于水池面积, 记录的多数 AS 事例的轴心落在水池之外, 使事例的重建出现困难。羊八井 ARGO 则正在建设之中, 希望能进入 100GeV 能区, 从而与下一代大型空间 γ -ray 望远镜的能区高端相衔接、相重叠地开展实验。这是不是就是高山地面实验的及能极限呢? 也不是。羊八井超大型 IACT 阵列计划试图回答这一问题。

二、AS γ 实验在 Multi-TeV 能区的工作

1. 对 Crab Nebula 的观测

1990 年, 由 49 个 0.5m² 闪烁探测器以间距 15m 组成的中日合作 AS γ -I 阵列 (图 1a 中南部) 在海拔 4300m 的西藏羊八井建成。利用它自 1990 年 6 月到 1992 年元月的观测数据, 我们搜索了蟹状星云、Cygnus X-3 和 Hercules X-1 等河内高能天体 ≥ 10 TeV 的 γ -rays, 没能测到它们的直流超出, 只给出了它们的流强上限值 (Amenomori *et al.*, 1992)。蟹状星云的 γ 流在 >10 TeV 和 >30 TeV 的上限 (1.2×10^{-12} 和 $1.8 \times 10^{-13}/\text{cm}^2\text{s}$) 成了其后相当一段时间内引用率最高的数据之一, 原因在于它正处在区分 γ 产生的强子模型和电子逆康普顿散射 (IC) 模型的灵敏能区, 又是当时这里的惟一实验数据。自然, 羊八井实验结果对否定 Kiel 组关于 Cyg X-3 为超高能 γ 源的结论, 把寻找 γ 点源的努力从超高能引向甚高能也起到了积极的作用。

1996 年秋, 中日合作在已扩大的羊八井阵列 AS γ -II (221 个 0.5m² 探测器, 总覆盖面积 36900 m²) 中心附近上方约 5175 m² 的区域, 以 77 个新探测器将之加密一倍, 形成由 109 个探测器组成的间距 7.5 米的加密小阵列, 称为 HD 阵列 (见图 1a 中北部)。它把 mode energy 自 10TeV 降到了 3TeV, 一下子就打破了地面阵列看不到 γ 源的僵局。利用其在 1996 年 11 月至 1999 年 5 月运行期间的 502.1 天的有效时间内收集到的 1.72×10^9 个有效 AS 事例, 分别以 5.5 σ 、3.9 σ 、3.3 σ 和 3.1 σ 超出的统计显著性观测到了来自蟹状星云的 ~ 3 TeV、5TeV、9TeV、13TeV 的 γ 射线, 其在 3~15 TeV 间的一段能谱 (Amenomori *et al.*, 1999) 可描述为 $dJ(E)dE = (4.61 \pm 0.90) \times 10^{-12} (E/3\text{TeV})^{-2.62 \pm 0.17} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ 。利用上述数据还对 21 个较近的 ($<5\text{kpc}$) 超新星遗迹 (SNR) 作了搜索, 其中除了蟹状星云在 3 TeV 和 10 TeV 各有 5.47 σ 和 2.88 σ 超出外, 余者均无信号 (Amenomori *et al.*, 2001 a)。图 2 示 HD 阵列和现在的 AS γ -III 阵列 (见图 1b) 关于蟹状星云 γ 谱的结果 (Amenomori *et al.*, 2001 b) 与

卫星实验和 IACT 实验结果的比较。

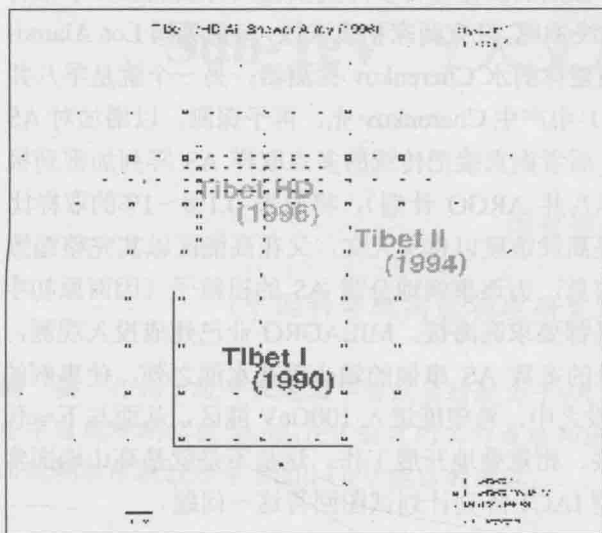


图 1 (a) 羊八井 AS γ -II 及 HD 阵列

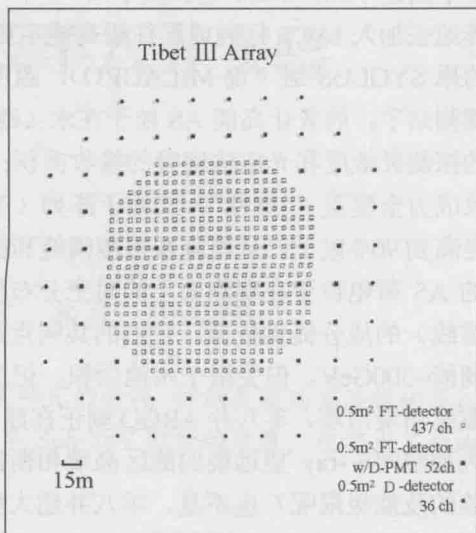


图 1 (b) AS γ -III阵列(1999.11-2001.09 运行)

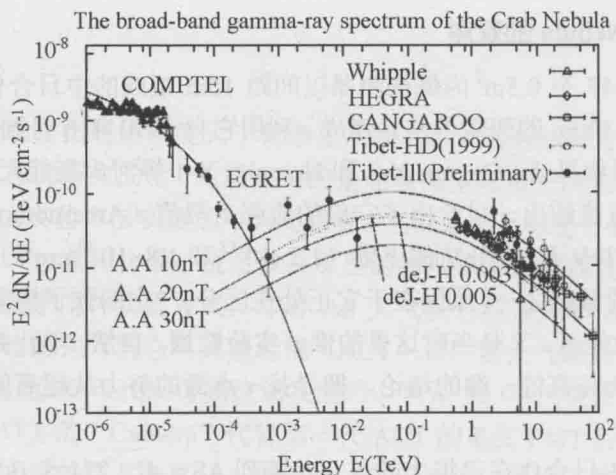


图 2 蟹状星云 γ -ray 微分能谱。羊八井 HD、AS γ -III 结果与卫星实验和大气契伦柯夫光成像望远镜实验结果的比较

2. 壳型超新星 GC 40.5-0.5 的可能的 multi-TeV γ 发射

人们一直相信, 超新星暴发和超新星遗迹 (SNR) 是甚高能和超高能银河宇宙线的故乡, 但迄今找到的高能和甚高能 γ 源的 γ -rays 全能以被加速的超相对论性电子在磁场中的同步辐射或者与星际、星系际背景光子的逆康普顿散射所产生来解释, 所以至今还没有找到一个真正意义上的强子产生的 γ 源即宇宙线源。为寻找河内宇宙线源, 人们自然地把目光投向壳型超新星遗迹, 因为它的高速向外膨胀产生的强大冲击波可能把宇宙线离子加速

到 $\sim 300\text{TeV/n}$ 甚至 $\sim 10^5\text{TeV/n}$ 的超高能。然而壳型 SNR 是扩展源, 对于灵敏度高、指向精确的 IACT 望远镜, 观测它不太方便。最近 CANGAROO 组报道, 他们的 10m IACT 以 14.3σ 超出观测到的南天壳型超新星遗迹 SNR RX J1713.7-3946 的 γ 发射, 其能谱与 π^0 衰变模型的预期很好吻合, 从而称此 SNR 为 (超高能) 宇宙线质子源 (Enonoto, R. *et al.*, 2002)。虽然立即就有不同意见的文章出现 (Reimer, O. and Pohl, M. 2002), 但此消息必然会在更大程度上激发人们观测壳型 SNR 的热情。

自羊八井 HD 子阵的数据有效以来, 我们就一直在关注一个银面附近的壳型超新星遗迹 GC40.5-0.5。这是一个发现于 1966 年的射电源, 1980 年被 A.J.B.Bownes 等证实为壳型 SNR, 距我们 $5.5\sim 8.5\text{kPC}$, 从而可能位于 Sigittarius 旋臂的内边缘附近。后来 EGRET 找到的 GeV γ 不明源 “GeV J1907+0557” (后在其第三版目录中称为 3EG J1903+0550) 位置与其相近; 2001 年 Mallory 等 (Mallory, S.E. *et al.*, 2001) 把 X-ray 源 AX J1907.1+0549 认证为 GeV J1907+0557 γ 源的对应体 (Counterpart)。这射电源、X-ray 和 γ -ray 源各自的 strongest 发射点位置并不重合, 但都是扩展源, 不排除它们是同一扩展性天体 (壳型 SNR) 在不同波段上的表现。

1999 年 6 \sim 8 月间的 35 个晚上, HEGRA 组的 5 个 IACT, 逐一巡天了一段包括了 GC 40.5-0.5 的银面区域 ($-10^\circ < b < 5^\circ$, $38^\circ < l < 43^\circ$), 但没有看到超出 (Aharonian *et al.*, 2001)。而我们在 HD 子阵 (1996 年 11 月 \sim 1999 年 6 月) 的第 2、第 3、第 4 期数据中都在此壳型 SNR 近处看到了 $3\text{TeV}\sim 10\text{TeV}$ γ 信号的迹象 (最高点有 $2\sim 4\sigma$ 超出), 但统计不足、方向不准, 每期最高超出点的位置不重合, 各期数据叠在一起并不增加甚至减小最高超出值。但值得注意的是, 它们总是在约 2° 的范围内有着正的超出, 显示出扩展源的特征。

利用 AS γ -III 在 2000 年 10 月至 2001 年 10 月的观测数据, 进一步搜索了 EGRET GeV γ 不明源 3EG J1903+0550 近旁天区。用半径 1.4° 的搜索窗, 如图 3 示, 结果在 $l=39.76^\circ$, $b=-1.12^\circ$ 处呈现高超出, 即使对阵列响应的方位角分布不均匀性做了修正之后, $\sim 3\text{TeV}$ 的 AS 在此方向上的超出也达 4.5σ 。其实, 这个最高点倒并不很说明问题, 令人不便忽视的是: contour map 显示, 以此为f中心的约 2° 范围均呈现 $\geq 2\sigma$ 的事例超出 (见图 4)。

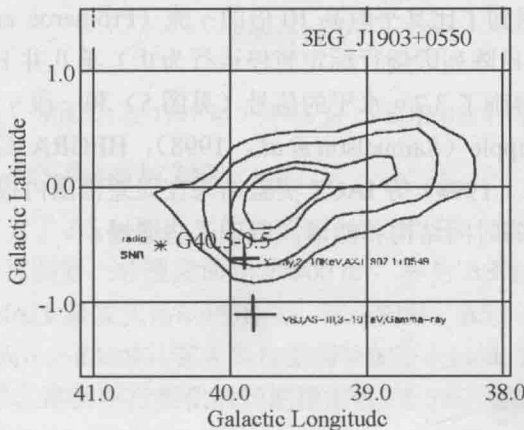


图 3 羊八井 AS γ -III ($3\sim 10\text{TeV}$) 测到的最高超出点与 EGRET γ -ray 不明源 ($40\text{MeV}\sim\text{GeV}$) 3EG J1903+0550 (contour map)、X-ray 源 $2\sim 10\text{keV}$ AX J1907.1+0549 和射电源壳型超新星 GC40.5-0.5 最亮点的位置

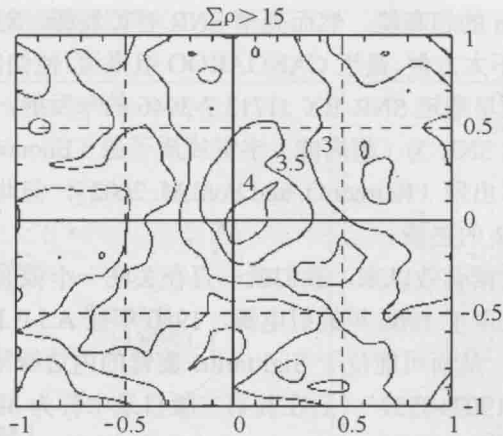


图4 羊八井 AS γ -III 搜索得到的中心在 $l=39.76^\circ, b=-1.2^\circ$ 的 contour map。已对阵列触发的方位角不均匀做了校正

上述结果还是很初步的，对扩展源的分析方法也是个需要摸索的新鲜事物（上面的结果基本上是沿用寻找 γ 点源或作日影、月影的方法，只是把搜索窗的角半径自 0.9° 增至了 1.4° ），须等待更多的观测数据，特别是今秋 AS γ -III 加密区进一步扩大后的继续观测的证实。同时此 SNR 所在地周围是否存在足以发生可观的核作用的靶物质，也需调查。由于这方面几乎没有直测资料，我们准备与紫金山天文台合作，用其德令哈站的射电观测设备专门测定此方向的空间介质粒子柱密度和源区附近的粒子体密度，以了解 GC40.5-0.5 是否有着成为基于质子加速的 TeV γ 源的周边物质环境。

3. MrK501 multi-TeV flares in 1997

活动星际核 (AGN) MrK501 是一个 Blazer 型天体，1995 年被 Whipple 实验室 10 米 IACT 探测到其 TeV γ -ray 发射 (Quinn *et al.* 1996)。观测流强呈多种时间尺度的变化，是这类天体的普遍特征。它们往往被联系于大质量黑洞的高相对论性粒子的喷流发射。1997 年 Mrk501 突然进入了一个持续近 6 个月的极活跃的高态期，在其间 (4 月、5 月) 的几次暴发式活动中，IACT 测到了比其平时高 10 倍的 γ 流 (Protheroe *et al.*, 1997)。利用此期间 (到 1997 年 8 月 25 日阵列因例行标定暂停运行为止) 羊八井 HD 和 AS γ -II 阵列的观测数据，我们在 3TeV 得到了 3.7σ 水平的信号 (见图 5) 和一段 γ 谱 (见图 6, 7TeV 以上仅为上限值)。它与 Whipple (Samuelson *et al.*, 1998)、HEGRA (Konopelko *et al.*, 2000) 和 TAP (Hayashida *et al.*, 1998) 等 IACT 实验结果在误差范围内很好一致。没能以更高的显著性观测此一暴发期的时间结构和能谱，留下了些遗憾。

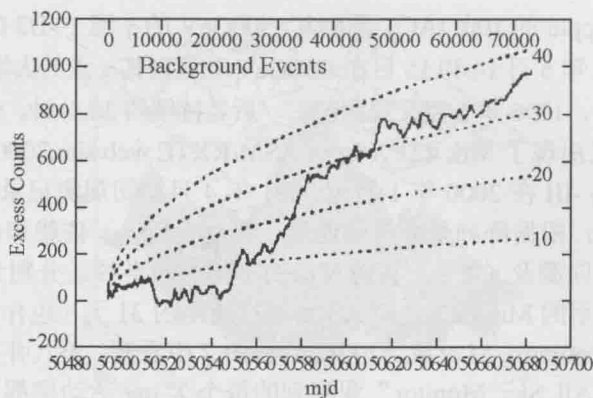
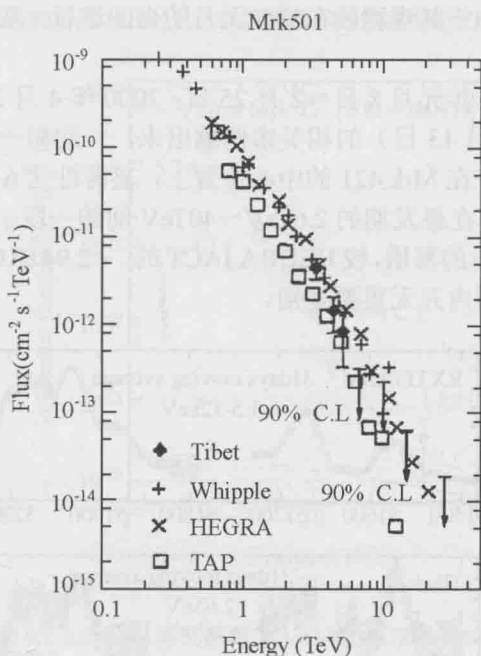


图5 HD 阵列测得的 Markarian 501 方向事例超出随时间的累积状况

图6 Mrk501 在 1997 年 2 月~8 月 25 日期间的平均 γ 能谱

4. MrK421 Multi-TeV flares in 2000

1999 年秋, 我们扩大了 AS γ -II 阵列的加密区, 从 HD 的 $\sim 5200\text{m}^2$ 增至了 22000m^2 , 使整个阵列拥有了 553 个探测器, 总覆盖面积 36900m^2 , 称为 AS γ -III 阵列。不久, 此扩大加密阵列就遇到了 MrK421 暴发式活动的出现。与此同时, AS γ -III 工作的可靠性经过了月亮阴影的检验 (316天 , -23σ), 其主要性能指标如下: mode 能量 3TeV , 角分辨 $0.87^\circ \pm 0.02^\circ$, 指向精度 0.1° , 事例率日变化的长期稳定性 $< \pm 5\%$, 触发率 680Hz 。AS γ -III 于同年 11 月投入观测。

AGN Mrk 421 也是一个 Blazer 天体, EGRET 于 1991 年确定其为高能 γ 源, 以高度可

变著名。1992 年 Whipple 的 10m IACT 测到其 $>500\text{GeV}$ 的 γ 流 ($\sim 1/3$ Crab 流) (punch, M., 1992), 接着又于 1994 年 5 月 14 和 15 日在 $>250\text{GeV}$ 观测到其 γ 流的大增涨 (至 ~ 10 Crab 流), 此后还在 1995 年 4 月, 1996 年 5 月又观测到它, 后者持续约 30 分钟, γ 流上升 20 倍。

而在 2000 年, 又出现了 Mrk 421 X-ray (ASM/RXTE web site, 2000) 和 TeV γ -ray 的增涨活跃期。基于 AS γ -III 在 2000 年 1 月至 2001 年 4 月期间观测记录的 AS 事例, 用等天顶角法取样源数据, 根据阵列角分辨的能量 (具体是 $\Sigma\rho_{\text{FT}}$) 依赖和信噪比最佳化原则, 对不同 $\Sigma\rho_{\text{FT}}$ 区间选取向源及 (8 个) 背源窗口的不同的角半径 (分别为 $1.4^\circ, 1^\circ, 0.5^\circ, 0.4^\circ$), 我们得到了如图 4 所示的 Mrk 421 方向 AS 事例日超出的 31 天 (也作过 7 天) 移动平均随时间的变化曲线 (Amenomori, M. et al., 2001b)。自图 7 中看到, 羊八井的 $\sim 2.6\text{TeV}$ 和 4.9TeV 数据在 RXTE 卫星 “All Sky Monitor” 观测到的每个 X-ray 活动期都呈现明显的峰, 它们间的增涨有很好的一致。有的 IACT 实验也在 sub-TeV 能区观测到了 Mrk 421 在其某个活动期的 γ 流的强增长 (达 $1\sim 3\text{Crab}$ 流水平), (HEGRA web site, 2000; Holder et al., 2000; IAU Circulars, 2000), 但由于其观测须在晴朗无月的夜间进行, 观测的连续性, 因而数据的完整性不如羊八井的好。

将这三个活动期 (2000 年元月 8 日 \sim 2 月 25 日; 2000 年 4 月 26 日 \sim 6 月 10 日; 2000 年 12 月 22 日 \sim 2001 年 4 月 13 日) 的相关事例挑出来, 一起做一个三维的超出事例的角距分布图 (图 8), 其峰正好在 Mrk 421 的中心位置上, 显著性达 6.9σ 。用上述三个活动期联合数据推导出的 Mrk 421 在暴发期的 $2.6\text{TeV}\sim 40\text{TeV}$ 间的一段 γ 微分谱 (见图 9), 为一谱指数为 $-3.65\pm 0.50/-0.55$ 的幂谱, 较 HEGRA IACT 的 (-2.94 ± 0.06) (Krowczynski, et al., 2001) 更软, 但在误差范围内并无重要差别。

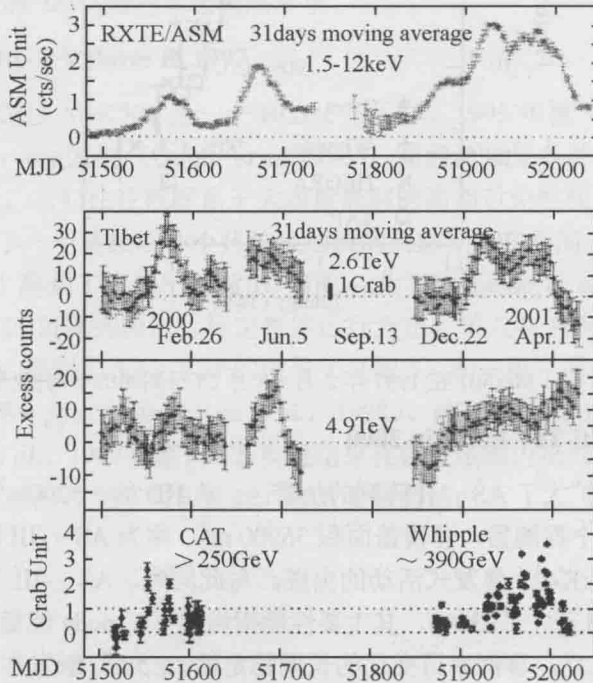


图 7 羊八井 AS γ -III 阵列在 2000 年 2 月至 2001 年 4 月观测到的来自 Mrk421 的 Multi-TeV γ 流的三次强增涨 (中间二列) 与卫星 X-ray (上列) 和地面 IACT (下列) 观测之比较

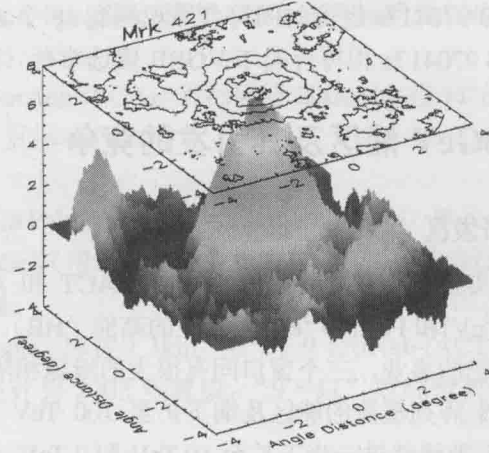


图 8 AS γ -III 阵列测得的 Mrk421 三个活动期期间超出事例的二维和三维 countour 图

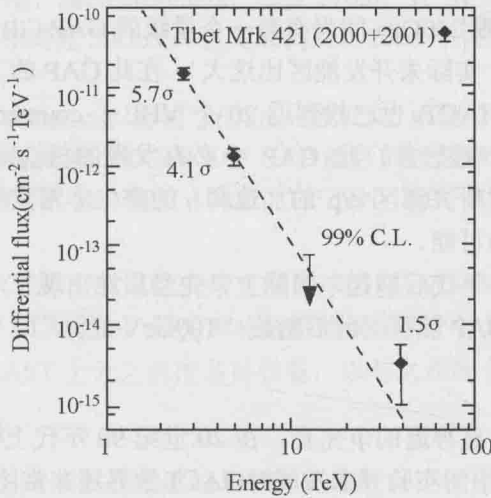


图 9 AS γ -III 阵列测得的 Mrk421 三活动期的 γ 能谱

5. Multi-TeV 宇宙 γ 暴的搜寻

在不同期间, 基于 AS γ -I, AS γ -II 及 HD 的观测数据, 用全天扫描和寻找 BATSE keV γ 暴 (GRB) 的高能对应体 (发生时间和方向都一致的 Counterpart) 的方法, 广泛寻找过 Multi-TeV γ 暴 (Amenomori *et al.*, 1996) (Ding *et al.*, 1997) (Amenomori *et al.*, 1996) (Amenomori *et al.*, 2001), 均没能找到有统计重要性的信号, Monte Carlo 模拟估计此能区的 GRB 流上限在 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ photons/cm}^2 \text{ s}$ 左右。

上述搜索是在暴期 1~300 s 间作的, 寻找 BATSE GRB 的高能 Counterpart 时, 是在与之完全同时或稍有延迟的条件下做的, 没有在小时甚至天量级的时延后去搜寻过余辉。由于阵列不具备 γ/P 区分能力, 那样做的困难较大。

然而美国 MILAGO 组曾报道说其前期设备 “Milagrito” 在 1997 年 2 月~1998 年 5 月

的运行中曾在 BATSE GRB 970417a 近旁时间符合地观测到 18 个 AS (预期背景 3.46 个), 认为是看到了一例与 GRB 970417a 相符合的 TeVGRB 候选事件 (McEnery *et al.*, 1999)。

三、未开发的 $\sim 100\text{GeV}$ 能区及其引发的竞争

1. 能区、手段和未开发区

传统的观念是, 三种实验手段 (卫星载设备, 地面 ACT 和 AS 粒子阵列) 分别在以 $\text{MeV}(10^6\text{eV})$ 、 $\sim\text{TeV}(10^{12}\text{eV})$ 和 $\text{PeV}(10^{15}\text{eV})$ 为表征的高能 (HE)、甚高能 (VHE) 和超高能 (UHE) 窗口发展着自己的事业, 三个窗口间有很大的缝隙相隔。20 世纪 80 年代兴起的 UHE γ 天文热, 使 AS 阵列覆盖的能区及端下扩至 $100\text{TeV}(10^{14}\text{eV})$ 左右, 羊八井 AS γ 实验又于 90 年代先后把阈能进一步下扩至 10TeV 和 2TeV , 实现了自上而下的 UHE 与 VHE 衔接。1991 年上天的美国 CGRO 卫星载高能 γ -ray 望远镜 (EGRET), 具有近 0.1m^2 的有效面积, (在 1GeV 时为 0.12m^2), 又把空间测量的能量上限推到了 30Gev , 与单个 10m IACT 所能达到的最及能限 250Gev 间尚有着一个量级的 GAP (由于 EGRET 真正能有效观测的是数 GeV 以下能区, 实际未开发能区比这大)。在此 GAP 的下端, EGRET 已找到 271 个高能 γ 源, 在其上端, IACTs 也已找到近 20 个 VHE γ counterparts, 其中有近 10 个已被不同试验组所证实。不难想象, 此 GAP 中必有发现的机会或有一些 γ 源的观测谱的 cut-off 发生。后者不仅对研究源区 e/p 的加速和 γ 的产生非常重要, 而且将使对星系际红外背景光密度等测量成为可能。

所以, 自 20 世纪 90 年代后期起, 国际上争先恐后地出现了一系列大型实验计划, 欲进入此一从未开发过的 GAP 能区 (此后暂称 “ 100GeV 能区”)。

2. 多途径的争先赛

这几乎有点像一个各显神通的争先赛。在 20 世纪 90 年代上半期, 当 AS 阵列学界的许多人纷纷转向 IACT 和空间实验寻求发展时, IACT 学界还非常团结一致, 高举着 “Towards the major Cherenkov detector” 的旗帜要共同发展一种主流 ACT。然而到 90 年代后半期, 各自争先就成了时代趋势。这里, 就业已实施中的几个主要计划作一简介:

(1) 空间实验:

GLAST: 美国 NASA, 硅条量能器, 有效面积近 1m^2 (在 1Gev 为 0.88m^2), 覆盖能区 $30\text{MeV}\sim 300\text{GeV}$, FOV 2.5Sr 为 EGRET 的 5 倍, 定位精度 ~ 0.2 度为 EGRET 的 $1/10$, 计划 2005 年上天。

(2) 利用太阳能工厂众多聚光镜的 Cherenkov 光实验:

要进一步降及通过 AS Cherenkov 光探测 AS 的阈能, 一般有三个途径: ① 增大聚焦镜面积; ② 提高 Camera 感光灵敏度, 这需要研制量子效率特高的光阴极材料或新型高灵敏光电传感器; ③ 上高山。由于 “2” 需待以时日, 人们又不大情愿上高山, 所以增大镜子面积是最优选的办法。而这方面最廉价的方案就是晚上利用太阳能工厂的成百上千面镜子 (Heliostat) 把 Camera 装在一个高塔上来实现总面积 $\geq 10^4\text{m}^2$ 的镜子的利用。比较于专门设计的 IACT, 这当然不那么方便, 成像质量也是个问题。其中的两个主要计划是:

SELESE: 法国 Themis, Pyrenees, 海拔 1.65km, 目标阈能 20GeV, 54 m² 的 Heliostats 200 个 (现 40 个)。

STACEE: 美国, Borstonsl, CA, 目标阈能 20GeV, 45 m² 的 Heliostats 400 个 (试验在 Sandia, NM, 48 个, 目标 100GeV)。

(3) IACTs:

MAGIC: 德 MPI, La Palma 岛, 海拔 2.2km, 28.75°N, 单台 ϕ 17m IACT, (Lorenz *et al.*, 2000), 最终目标阈能 20GeV (用雪崩管做 Camera), 2002 年试运行 (用普通 PMT 做 Camera), 预期 2003 年可投入观测。

VERITAS: 美 Whipple, 海拔 1.3km, 32°N, 9 台 ϕ 10m IACT, (Krennrich *et al.*, 2000), 目标阈能 50GeV, 原先计划 2003 年建成, “9·11” 后经费暂停, 导致计划拖后及规模缩减。

HESS: 德 MPI, Namibia, 海拔 1.8km, 32°16'N, 4 台 82m² IACT, (Hofmann *et al.*, 2000), 阈能~80GeV, 2002 年 9 月第一台 “first light”。

CANGAROO: 日—澳, 澳洲 Woomera, 海拔 170m, 31°S, 4 台 10m (抛物镜) IACT, (Mori *et al.*, 2000), 目标阈能 50GeV, 已完成两台, 2004 年可全部建成。

(4) AS 粒子阵列:

MILAGRO: 美, Los Alamos, 海拔 2.62km, 35.8°N, 水池 Cherenkov, (Williams *et al.*, 1991) (Yodh, 1994), 目标阈能 250GeV (在 GAP 能区的上边缘), 已运行。

羊八井: 中意, 西藏羊八井, 海拔 4.3km, 30°11'N, RPC 地毯式阵列, 阈能 100GeV, 2004 年建成。

可以看出, 刚刚进入此未开发能区的只有南半球的 CANGAROO 和 HESS 的 IACT, 接着将有北半球的 MAGIC 和 ARGO, 原先声势最盛的美国两个计划都会因故至少延迟两年。这使我们有机会赶在 GLAST 上天之前准备好设备, 以与之相配合、相竞争地开展工作的。

3. 我们的解决方案

我们也急于进入这一尚未被探索过的 100GeV 能区, 不仅因为上述思考, 还为了减弱 γ -ray 遭致的星系际红外背景光的衰减, 把我们的眼界自 $Z \sim 0.03$ 延伸到 $Z \sim 1.0$, 以看到更多的河外 γ 源并增加看到宇宙 γ 暴的机会。然而我们也不想抛开我们熟悉的 AS 阵列实验技术去盲目跟风。我们分析了这种技术的优缺点并与当时特别热门的 IACT 做了比较 (见表 1)。IACT 的确在方向精度、背景排除和灵敏度上有着十分突出的优势, 而 AS 阵列则具有 (半) 全天扫描和全日制工作的突出特点, 方便于对未知源、暂态源及对 γ 暴这样的随机事件的观测。二者的优缺点正好互补。问题在于我们能否更充分地发挥羊八井的高海拔优势做出阈能可够到 GAP 能区、灵敏度接近 0.1Crab 的 AS 阵列来。

朝此方向改进 AS 阵列的空间是存在的。因为传统的 AS 粒子取样阵列的粒子取样比一般不足 1% (AS γ -III)。如果能用探测器无间隔地铺成 “地毯”, 把这丢掉的占 90% 以上的 AS 粒子也捡起来, 结果会怎么样呢? 就羊八井高度 5000m² 地毯对蟹状星云方向的 γ 流灵敏度 (5σ /年超出) 的 Monte Carlo 模拟显示 (见图 10), 高海拔和全覆盖的确能使 AS 粒子阵列达到我们企盼的 100GeV 阈能和灵敏于比 Crab 更弱十倍的 γ 源的技术目标。这就是羊八井选定的进入 100GeV 未开发能区的路, 也只有像羊八井这样海拔 4000 多米且能常

年正常日夜工作的高山站才能采取的路。问题在于要怎样的经费、技术和现场工作环境才能实现这从 1%的取样到>90%的全收集的飞跃呢？选择价廉而有着与塑料闪烁探测器同样优秀性能的探测器成了关键。意大利开发的 RPC（高阻平板室）是价格、性能、形状及输出方式上最适合作“地毯”构件的粒子探测器，问题在于它是气体（流气式）探测器，比闪烁体娇气，必须在适当且稳定的温度环境中而不是在野外去运行它，这在日夜温差羊大的高海拔地区是件十分必要又十分困难的事。

表 1 AS 阵列与 IACT 之比较

项 目	As 粒子阵列			IACT		
有效视场 (FOV)	~ ($\theta<50^\circ$) ,2.2Sr			~ (3°) ,0.008Sr		
有效观测时间比	~90%			~10%		
对一点源的有效观测时间比	1300~2300hr/年			(528h-坏天气)/年, (Crab)		
点源数据连续性	每天 4~7hr			集中于两个季度, 每月 5~100hr 不等, 再减去天气影响。(Crab)		
可同时监测的天体数	>100			=1		
γ 源、暂态源搜索	方便			需预报导航—测余辉		
有效探测面积 (m ²)	$\rightarrow 10^4\text{m}^2$			当前: $\sim 4\times 10^4\text{m}^2$ 将来: $> 10^5\text{m}^2$		
探测阈能	一般 100TeV	AS γ -III 3TeV	ARGO 0.1TeV	一般 1TeV	即将 50GeV	将来 5GeV?
角分辨 (AS 阵 at TeV; IACT 在阈能)	目前 $\geq 1^\circ$		不久 $\sim 0.3^\circ$	现在 $\geq 0.12^\circ$		不久 $< 0.1^\circ$
γ/p 分辨	目前 ~ 0		不久 $\sim 70\%$	$\sim 99.5\%$		
灵敏度	目前 ≥ 1 Crab 流		不久 ~ 0.1 Crab 流	目前 ~ 0.1 Crab 流		不久 ~ 0.01 Crab

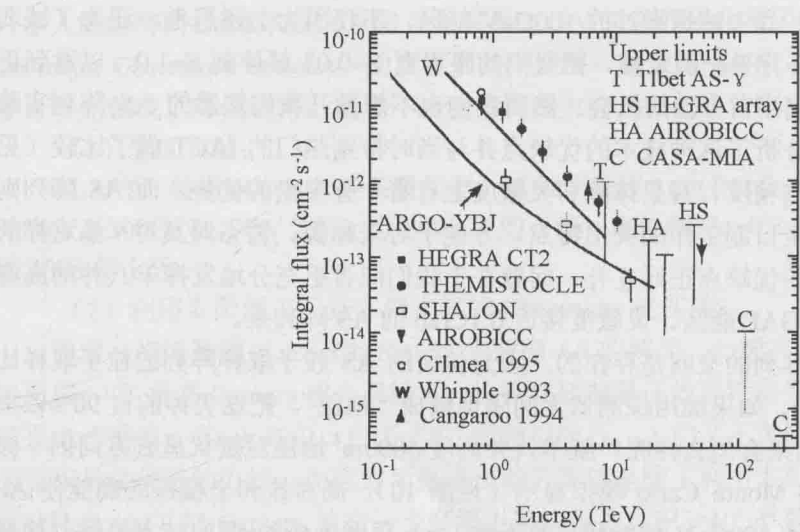


图 10 羊八井 ARGO 全覆盖式阵列

做为互补的手段, IACT 和地毯式阵列都是我们想拥有的设备 (Tan, Y. H. 1994, 1995, 1999)。100GeV γ 引起的 AS 在羊八井高度的 Cherenkov 光子密度 (在距轴心 $\leq 100\text{m}$ 处) 平均为海平面的 4~6 倍, 加上空气透明度好, 一个一般的 10m IACT 到了羊八井就能作到 $\sim 50\text{GeV}$, 如果扩大尺寸并使用多台 IACT 立体成像技术, 做到 Multi-GeV 能区也并非幻想 (Aharonian *et al.*, 2001)。

四、羊八井 ARGO 计划

1. ARGO 的启动和建设

自 1993 年与意大利学者达成初步的合作意向起, 经过 6 年努力, 包括 1997 年冬在羊八井的 $50\text{m}^2\text{RPC}$ 小地毯现场测试, 终于 1998 年底达成了院所协议, 并于 2000 年争取到国家支持得以正式启动。计划中的 ARGO (一期) 全覆盖式阵列如图 11 所示。其中每个小方块为一 RPC Cluster, 它由 12 个 RPC 探测器组成, 每个 RPC 的外部面积为 $2.85\text{m} \times 1.258\text{m}$, 内部有效面积 (厚 2mm 的 Gas Volume 面积) 为 $2.786\text{m} \times 1.236\text{m}$ 。其上部 and 下部均有同面积的金属膜感应读出板, 其一是为做 γ 天文 (小 AS) 用的, 分为 10 个 PAD, 每 PAD 又分 8 个读出条, 分别读取粒子到达时间和粒子数目; 其二为将来做超高能宇宙线膝区物理 (大 AS) 用的, 只分为两个 PAD, 供模拟信号输出以测定高达 10^4 的高粒子密度及到达时间, 是为 ARGO 二期实验预留的输出口。

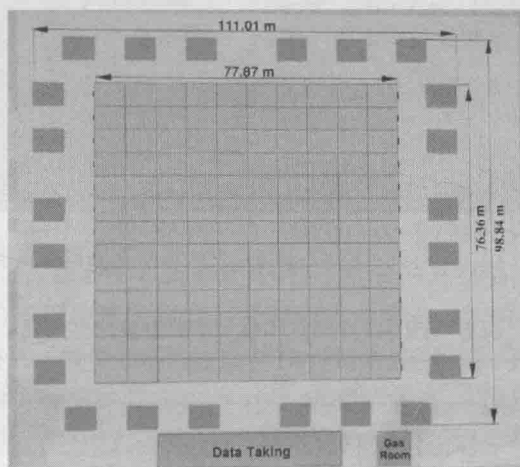


图 11 羊八井 ARGO 全覆盖式阵列布置图

在 RPC 包装盒内侧为每个 PAD 配有一个用 0.7mm GaAs 技术制作的专用前端电子学 (FEE) 集成电路块, 它们的信号输出由一具有 8 对线的扁平电缆输往当地电子学子站 (Local station) 的一 Receiver 插件。由于探测器密集, 信号通道多, 故采取两级管理: 地方和中央 (或者前端和远端)。每一地方站 (Local Station) 管一个 RPC Cluster 的高压和及压电源供给和讯号的控制处理, 它由一个修改过的 VME 机箱中的 12 个 Receiver 插件、4 个信号处理插件 (SPC), 一个控制与通讯插件 (CCC) 组成。其中包含有 4 个 32 路时幅

转换器 (TDC)。各地方站的讯息通过一长 76m 的双绞线传至中心站 (Center Station)。中心站位于“地毯”的中心附近, 司全阵的触发判选、控制和数据缓存之职, 是 ARGO 数据采集的中心。其中有 4 个 VME 机箱放的是用于数据临时寄存的、自行开发的 40 个 AMB 插件 (ARGO Memory Board), 每个 AMB 服务于 4 个 Cluster; 一个 VME 机箱管触发判选并把“common stop”信号同时送往每个 cluster 的 TDC; 还得有一个 VME 机箱管 GPS 实时时间及环境 (温度、气压等) 和工作状态 (高压、气流、RPC 平均计数率和电流等值) 等的监测。中心站的这些数据将通过电缆和高速局域网为在控制室中的自动换带的高密磁带所记录, 为一些终端所显示和监控 (将来将延伸为更远程的监控)。整个 ARGO 实验的电子学系统的逻辑方框图见图 12。探测器和电子学的主要构成见表 2。预期的 AS 触发率和原始数据产额见表 3。这样大的数据量, 不仅在宇宙线实验史上是空前的, 而且可与大型空间实验和小型加速器实验相比, 加上其日夜不断的持续产生, 我们面对的是一项记录、储存和处理上的新课题。

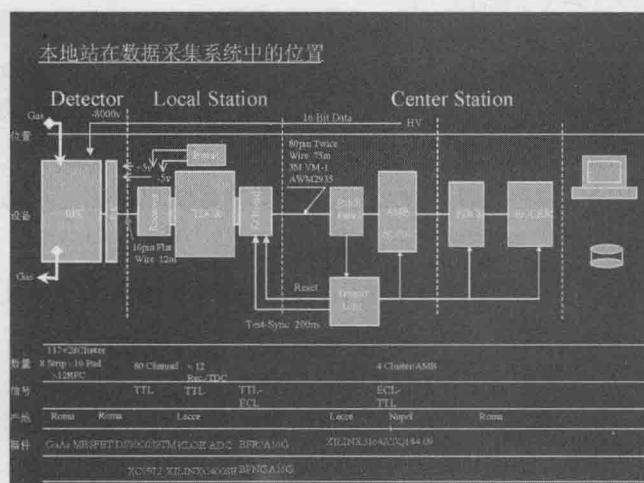


图 12 羊八井 ARGO 在线数据硬件系统连接方框图

表2 ARGO探测器和电子学的主要部件数目

探 测 器		电 子 学		在线记录监测系统	
Cluster	154	FEE	18480	工作站	2
RPC	1848	地方站	154	PC	4
PAD 小	18480	Receiver	1848	终端	6
PAD 大	3696	SPC	616	磁带机*	3
Strip	147840	TDC	616	局域网	1
Pb 板	6500m ²	CCC	154	* 采取 DLT 32GB 磁带机或新式	
地毯	5500m ²	AMB	40	Ultrim 100GB 磁带机尚在商讨之中	
外围	1000m ²	中心站	1		

表 3 预期的事例率和原始数据产生率

触发 (Multiplicity) (同时有 M 个 PAD 被击中)	AS 事例率 (kHz)	数据产生率 (Mbytes/s)	日数据产额 (GB/day)
Low($M < 30$)	17.2	3.5	300
Middle($25 < M < 70$)	7.9	2.7	233
High($M > 60$)	1.3	1.1	95
Total	26.4	7.3	630*

*年产额 2×10^{14} Bytes, 相当于将于三年后建成的世界最大加速器 LHC 的 7×10^{15} Bytes/年的 1/35。

整个 RPC 阵列都安装在一个 $100\text{m} \times 100\text{m}$ 的实验大厅内, 大厅由轻钢结构和高保温的聚氨酯夹芯板建成。屋顶平均物质密度近 $1.7\text{g}/\text{cm}^2$, 室内自然温度在严冬也在 0°C 以上, 且日夜变化和位置变化都被弱化到了 $\pm 2.0^\circ\text{C}$ 之内, 能很好满足 RPC 正常、稳定工作的需要。

目前, 已进入大规模安装调试阶段, 计划于 2004 年建成并投入观测。

2. ARGO 的物理目标

根据 ARGO 阵列的上述特点和性能, 以及在能量高于 10TeV (在羊八井, 每个事例平均有数千个 AS 带电粒子) 时, 有可能利用 AS 粒子时空分布图像上的差别去逐事例地区分 γ 、质子和原初重核成分。下列项目将是羊八井 ARGO 的研究目标:

(1) $\geq 100\text{GeV}$ γ 点源的寻找和监测。可同时对数百个河内外高能天体进行长期监测, 或全天搜寻不明源和暂态源, 测定其 γ 流时变和各个时期的能谱, 研究其粒子加速和 γ 产生机制。基于对一些河外源 γ 观测谱谱形变化的分析, 对星系际红外背景光密度乃至距离或哈勃常数做估算。

(2) 注意对河内外射电脉冲星和 SNRs, 特别是对壳型 SNRs 的观测, 测准其能谱, 寻找 γ 的强子起源, 因而宇宙线源的证据。

(3) 对来自银面、分子云或 SNRs 的 $\geq 100\text{GeV}$ 的弥散 γ -ray 的观测。目前, 在 100GeV - TeV 能区还只有少数 IACT 及羊八井 AS γ 实验的来自银面的弥散 γ 流的上限值。希望 ARGO 能对模型给予更严格的限制, 并较明确地限定原初电子或质子谱指数的范围。

(4) 监视银心方向的 γ 能谱, 寻找冷暗物质候选者超对称粒子 Neutralino 湮灭线信号。

(5) 把对宇宙 γ 暴的观测扩充到整个 10GeV - TeV 能区。(如果我们将定位精度放宽到 $5^\circ \sim 10^\circ$, 则 ARGO 可到达 $\sim 10\text{GeV}$ 能区) 最及目标是给出对 γ 暴的最高能量从而对暴源距离的限制。

(6) 在空间实验设法达到且又最便于区分反质子的宇宙起源模型于河内起源模型的 300GeV —Multi-TeV 能区, 用宇宙线“月亮阴影”法测定宇宙线中的反质子丰度 (\bar{P}/P)。此能区避开了空间和气球磁谱仪实验遭遇的原初小黑洞蒸发和暗物质等造成的背景, 两类理论模型预言的 \bar{P}/P 比又差距鲜明, 加上此方法的天然、廉价、可长期进行等特点, 它将有希望提供反质子的宇宙起源或地方性起源的明确证据。

(7) 以高统计量测定 $10 \sim 100\text{TeV}$ (传统的大型气球宇宙线实验能区) 的原初宇宙线质子能谱和重核谱。

(8) 在 ≥ 14 GeV (6500m^2 RPC 作为一个大的全向计数器使用), ≥ 100 GeV (用 AS 触发计数, 有能量和方向信息)、Multi-TeV (用宇宙线太阳阴影) 等多个窗口, 长期持续监测太阳活动及行星际大尺度磁场的变化, 做为基本的日地环境参数及研究地球环境与太阳活动变化间的关联的资料。也特别注意对可能伴随太阳耀斑和日冕物质抛射 (CME) 出现的太阳高能粒子事件 (质子事件、中子事件、 γ 事件等) 的捕捉, 以研究那里的粒子产生加速过程。

(9) 对 RPC 大动态模拟读出系统进行预研和小型试验, 为下期冲击“膝区物理”老大难做准备。

五、地面观测极限挑战

1. UHE 宇宙线观测, 向最精细的 AS 测量挑战

研究超高能 (UHE) 宇宙线和“膝区物理”, 是最初发动羊八井实验的主要动因之一。原初宇宙线能谱在 $10^{15} \sim 10^{16}\text{eV}$ 的“膝”样拐折, 是 1958 年就为人知的事实, 可它的成因 (河内加速机制之终止? 约束机制之失效? 近处 SN_s 的贡献? UHE 作用新过程的阈效应? 或干脆是 AS 阵列能量测定上的局限?) 至今不甚了了。究其原因, 主要还在于实验能力不足:

(1) 没有一个权威的、公认的膝结构能谱, 各家的结果很不统一, 甚至有无结构的, 难以据之达成严格的理论解释。

(2) 迄今此能区只有全粒子谱, 没有完整可靠的分成分的能谱问世。实际上, 对 UHE 宇宙线的成分的认识, 还停留在质子优势或重核优势的宏观争论上。

(3) 只有 AS 粒子阵列可有效地达到此能区, 而它通过测定 AS 在当地的粒子总数 (AS Size) 来测定原初粒子能量的方法, 依赖于原初粒子的成分假定及其引起的 AS 在大气中的具体发展 (涨落)。只有在 AS 发展极大附近, 其 Size 最大、涨落最小、对 UHE 作用模型和原初成分的依赖最弱。烦了人们几十年的成分—模型互为因果的纠缠如不得解决, 膝区物理的突破就难以实现。

羊八井占尽地利, $10^{15} \sim 10^{16}\text{eV}$ 的质子引起的 AS, 平均正好在此高度发展到极大 ($\text{Size} > 10^6$ 个电子), 是作膝区物理的最佳地点; 而它的地毯式阵列又是迄今最精细的阵列, 它所能提供的每个 AS 中的粒子们具体而完整的时间、位置分布图像, 将为逐事例地 (而不是统计平均地) 分辨原初粒子的元素成分提供可能。按照此思想, 不久的将来羊八井 ARGO 的地毯部分将被扩充到 10000m^2 , 并以此为中心建造一个包含有大面积 μ 子探测器的羊八井超级复合阵列 (如图 13)。希望这些努力可导致膝区物理老大难的突破。这样, 羊八井在整个学科能区形势图中的位置就可由图 14 来表达了。

2. Multi-GeV γ -ray 的地面观测, 向最低最快挑战

有两个重要原因促使人们想把地面观测的触角从 ~ 100 GeV 再延伸到 $\sim 10\text{GeV}$ 以下:

(1) EGRET 号称覆盖 $20\text{MeV} \sim 30\text{GeV}$ 三个量级的能区, 但它的 γ 源发现主要是在 GeV 以下能区作出的。要把众多的 γ 源的能谱, 特别是河外远距离源的能谱及其高端的变

化测量清楚，在建的 IACT 新计划和 ARGO 的 ~ 100 GeV 阈能都还不够低。

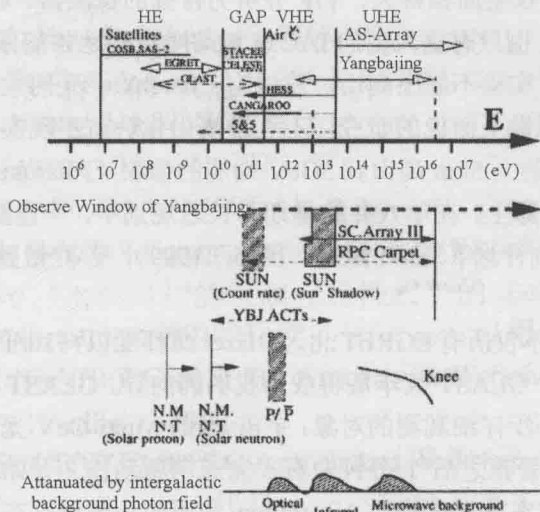


图 13 羊八井 ARGO 超级复合阵列

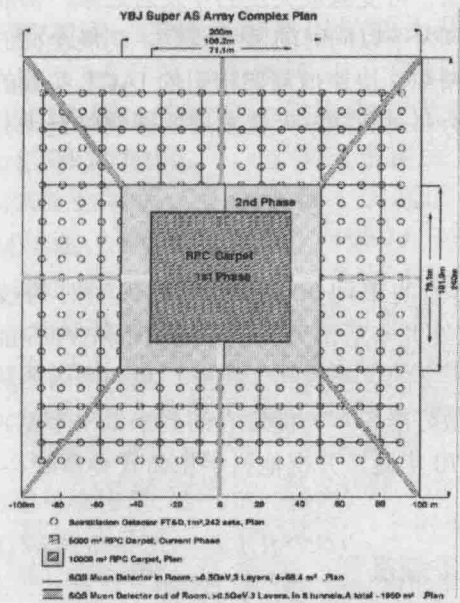


图 14 能区形势图

(2) 对 EGRET 和 TeV γ 河外源特别是河外 Blazer 源的初步研究表明，它们多半联系于该 AGN 中心的一颗超重黑洞的超相对论粒子喷流，以高度可变为特征。变化的时间尺度（是源区体积的量度）可以小至数天、数小时乃至十几分钟。深入研究要求，不能满足于知道源在哪里，还要知道它在各种时标的变化期间的光曲线和分时段的能谱。这就需要把探测阈能自 100 GeV 进一步下扩至数 GeV（把可探测的宇宙深度自 $Z \approx 1.0$ 扩到 ~ 5.0 ），并使之具有高得多的灵敏度和事例统计量，以保证对那些重要的短时标的可变源（如已发

现的 MrK 421 的最小变化时标在 15min~1hr, MrK 501 在 0.5 天左右) 做有效的监测。要做到这一点, 需要有效收集面积特大、 γ /P 分辨力特强的探测器。这只有在地面才有可能, 而在目前技术条件下, 也只有更大型的 IACTs 加高海拔基地才能做到。

此前, 大型 IACT 实验不愿上高山, 总以为 Cherenkov 光的大气衰减较弱, 在及处就可以解决问题。可要想做上面说的研究, 不利用高山优势就不现实了。于是, 近期也有了 IACT 学界的人士提出的上 5km 高山获 5GeV 阈能的倡议 (Aharonian *et al.*, 2001) 正好符合了羊八井的期待。实际上, 在羊八井的早期和长远规划中, 一直就有一个由数个 10m 望远镜组成的 IACT 阵列计划 (Tan, 1994, 1995, 1999), 若能做到 $\Phi 25\text{m}$, 就能达到上述新形势下的新要求。

此计划若得实现, 不仅所有 EGRET 北天 Blazer 源都能以 $\leq 1\text{hr}$ 的典型积分时间被看到, 而且它的下一代继任者 GLAST 数年后将成为我们的向导。GLAST 将看到的任何北天源都将是提供给我们做进一步仔细观测的对象; 宇宙 γ 暴的 Multi-GeV 光学余辉的捕捉也能在接到 SWIFT 网络信息的警报之后 1 分钟左右 (完成向源动作) 开始进行。设备的高灵敏和大的接收面积也将使它在获取暗物质 Neutralino 和原初小黑洞存在的证据上更易于成功。更重要的是, 具有全天空、全日制工作特点的羊八井 AS 阵列 (AS γ 和 ARGO 试验) 在巡天中所能发现的任何未知源、可变源或突发的 γ 发射迹象, 都能在短期内得到它的确认或否认, 并联手在广阔的能区内予以同时的系统研究。功能全面的阵列实验 (但常常得出些模糊的 marginal 信号) 与精细、快速但需要指引的 IACT 实验的优缺点互补, 若在羊八井得以实现, 其将产生的威力和对高能 γ 天文发展的影响将是十分令人振奋的。

六、结束语

人们从空间和地面实验的不同角度, 不断突破当时的技术极限向 Sub-TeV 乃至 Multi-GeV 能区的进军, 将在几年后消灭长期分隔 HE 和 VHE 能区的 GAP, 迎来空间、地面实验的大会师, 迎来 γ 天文的大丰收和大发展。我们中国团队应当看清这个形势, 以积极的姿态为迎接它的到来做好准备, 为促进它的到来做出奉献。

谨以此文贺陆埏同志 70 华诞, 并祝他科学生命青春常驻。

参 考 文 献

- 1 Aharoniam, F.A. *et al.*, A&A, 357, 1008 (2001)
- 2 Aharoniam, F.A. *et al.*, Astropart. Phys. 15, 335 (2001)
- 3 Amenomori, M. *et al.*, 2001, Proc. 27th ICRC (Hamburg), 6, 2395 (2001 b)
- 4 Amenomori, M. *et al.*, 2001, Proc. 27th ICRC (Hamburg), 7, 2661 (2001 c)
- 5 Amenomori, M. *et al.*, A&A, 311, 919 (1996)
- 6 Amenomori, M. *et al.*, APJ, 525, L93 (1999)
- 7 Amenomori, M. *et al.*, APJ, 532, 302 (2000)

- 8 Amenomori, M. *et al.*, CP558, High Energy Gamma-Ray Astronomy. Edited by Aharonian and Voelk, 2001 a ; 2001d
- 9 Amenomori, M. *et al.*, Phys. ReV. Lett., 69, 2468(1992)
- 10 de Jager, O.C. and Harding, A. K. APJ, 396,161(1992)
- 11 Enomoto, R. *et al.*, Nature, 416,823(2002)
- 12 Gehrels, N. *et al.*, Astropart. Phys. 11, 277(1997)
- 13 Hayashida, N. *et al.*, APJ, 504, L71(1998)
- 14 Hofmann, W. *et al.*, GeV/TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Utah, AIP conf. Proc. Ser. 500(2000)
- 15 Konopelko, A.K. *et al.*, astro-ph/9901093
- 16 Krennrich, F. *et al.*, GeV/TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Utah, AIP conf. Proc. Ser. 515(2000)
- 17 Loreng, E. *et al.*, GeV/TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Utah, AIP conf. Proc. Ser. 515,510(2000)
- 18 Mallory, S.E. *et al.*, APJ supp., 133,451(2001)
- 19 McEnergy, J.E. *et al.*, astro-ph/9910549, 1999
- 20 Mori, M. *et al.*, GeV/TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Utah, AIP conf. Proc. Ser. 485(2000)
- 21 Protheroe, R.J. *et al.*, 1997, Proc. 25th ICRC(Durban), 8 , 317(1997)
- 22 Punch, M. *et al.*, Nature, 358,477(1992)
- 23 Quinn, J. *et al.*, APJ, 456, L83(1996)
- 24 Reimer, O. and Pohl, M. A&A, 390, L43(2002)
- 25 Samueson, F.W. *et al.*, APJ, 501, L17(1998)
- 26 Weekes, T.C. *et al.*, APJ, 342, 379(1989)
- 27 Williams, D.A. *et al.*, 1991, Proc. 22th ICRC (Dublin), 2 684(1991)
- 28 Yodh, G.B., 1994, Proc. 1st International symposium on Cosmic Ray Physics in Tibet (Lhasha), P.25(1994)
- 29 丁林垲, 等. 高能物理与核物理. 21 673 (1997)
- 30 谭有恒, CCAST-WL Workshop Ser: 48, P.1(1995)
- 31 谭有恒. 中国科学院“九五”基础研究发展规划. 物理学(草案), P.215(1994)
- 32 谭有恒. 高能物理与核物理. 23, 103 (1999)

利用羊八井加密空气簇射阵列寻找来自壳型超新星遗迹 40.5-0.5 的 TeV γ 射线发射

张 吉 龙

(中国科学院高能物理研究所宇宙线和高能天体物理开放实验室 北京 100039)

一、引言

人们普遍认为,宇宙线高能粒子的大部分(例如由 GeV \sim 100TeV 能区的大部分粒子)应起源于银河系超新星暴发对星际介质中核粒子的激波加速。Drury, Aharonian & Volk 和 Naito & Takahara 利用激波加速模型计算了次级 π 介子衰变产生 TeV 能量的高能 γ 光子的流强。计算结果表明,在平均密度为 1 cm^{-3} 的星际空间,与我们距离在几个 kpc 内的超新星所产生的高能 γ 射线的流强,应该被类似 Whipple 那样的一些地面设备探测到。如果能够探测到一个或者两个不是由脉冲星加速为主的超新星遗迹高能 γ 射线源,根据上述的理论,就能使人信服的证实超新星遗迹确实是宇宙射线的源。尽管以上理论的诱人,人们多年的实验结果却没有得到上述的理论结果,因此至今对宇宙线的起源问题仍然没有得到解决。在 TeV 能区,采用切伦柯夫成像望远镜,Whipple、Cangaroo 等小组找到了 6 个显著性在 6σ 以上的 γ 射线源,其中有 3 个是银河系的超新星遗迹(SNR),2 个是河外的活动星系核(AGN),还有一个是河内的 microquasar(Fegan 1997)。这些实验事实,说明了超新星遗迹确实是银河系的高能 γ 射线源,而活动星系核是河外的高能 γ 射线源。EGRET 已经探测到来自三个壳型超新星遗迹(IC443、 γ -Cygni 和 W44)所在的天区的 γ 发射(Esposito et al. 1996)。但是,Whipple 组在 TeV 能区探测过 7 个扩展超新星遗迹的 γ 发射,均只得到流强上限(Buckley et al. 1998; Weeks et al. 1998),被解释为成像契伦柯夫观测的标准点源分析方法,对扩展源不适用。CANGAROO 组最近对壳型超新星遗迹 SN 1006 观测(Tanimore et al. 1998)到 TeV γ 发射。SN 1006 位于远离银道面的地方,那里的物质密度比较低,所产生的 γ 射线流被认为来源于被激波加速的高能电子的同步辐射,不是来源于被激波加速的核粒子。所以,宇宙线核的起源问题仍未解决。

在下面的工作中,利用羊八井三期阵列从 2000 年 10 月 \sim 2001 年 9 月的数据,对壳型

超新星遗迹 GC40.5-0.5 可能的 TeV γ 射线发射进行了探测。根据射电观测结果, GC40.5-0.5 呈现壳型结构, 角度扩展是 0.37° , 其射电发射为幂律谱, 谱指数 $\alpha = 0.41 \pm 0.05$, 采用 $\Sigma-D$ 关系估计其距离为 $5.5 \sim 8.5 \text{ kpc}$, 位于 Sagittarius 旋臂内(Downes 1980), 它曾被 Sturmer & Dermer 建议可能与 EGRET 不明源 3EG J1903+0550 有关联。对羊八井三期阵列的数据分析发现一个最高为 6.2σ 的超出, 超出最高处与 EGRET 不明源 3EG J1903+0550 的位置接近。如果这一结果能得到进一步的证实, 这将是第一次观测到来自远离银道面的壳型超新星遗迹的 TeV γ 射线信号。

二、羊八井三期阵列实验介绍

三期阵列(Tibet III)1999 年 10 月在羊八井(海拔 4300m)建成并开始运行。阵列由 565 个 0.5 m^2 塑料闪烁体探测器排列成相互间隔 7.5 m 的方阵, 覆盖面积为 $22,000 \text{ m}^2$, 用于探测能量在 3TeV 左右的宇宙射线簇射(Amenomori *et al.* 2001)见图 1。阵列在任意 4 路快时间探测器记录到大于 1 个粒子的符合条件下, 以 700 Hz 的触发率采集数据。对原始数据进行离线处理时, 加上以下两个判选条件:

- (1) 对任 4 路快时间探测器, 每个探测器上记录的等效粒子数大于 1.25。
- (2) 入射粒子的入射天顶角小于 50° 。

阵列的探测能量已经开始和契伦柯夫望远镜的探测能量有部分交叠。用最大似然法求出阵列的角分辨, 对于全部事例为 0.9° 左右。

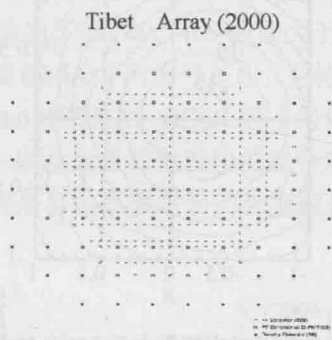


图 1 Tibet III 阵列

三、用于扩展源寻找的二维分析方法

GC40.5-0.5 的角扩展为 0.37° , 与 Tibet-III 阵列的角分辨为同一数量级, 因此不能将其作为点源进行处理, 应该采用对扩展源的处理方法。为此, 特发展了一套新的对扩展源的二维分析方法。在赤道坐标系中, 取 GC40.5-0.5 为原点, 沿赤经 α 方向为 X 轴, 赤纬 δ 方向为 Y 轴建立坐标系, 将 X 轴及 Y 轴在 $\pm 1^\circ$ 范围内分成 $0.1^\circ \times 0.1^\circ$ 的共 400 个小方

格。分别以这些方格格点为假想源,以假想源为中心取一定角半径的圆形区域为向源区。向源区窗口的半径选择使由公式 $N_s / N_B^{1/2}$ 决定的信噪比达到最佳,这里 N_s 为信号计数, N_B 是背景计数,这样选取的源区窗口包含了来自源区的大约 50% 的信号计数。由于阵列的角分辨与每个事例的 $\Sigma \rho$ 有关,在进行数据分析时也考虑了这一关联。由于在数据的重建过程中每个事例的拟合好坏程度与平面拟合残差 residual 及着火探测器数目 nch 均有关系,给出了一个由这两个参量组合而成的组合参量 residual/nch 对数据进行选择。采用等天顶角方法估计背景,在与源区同一天顶角环带的两边,左右对称地分别取 4 个大小为 1.0° 半径,相互吻接的圆形区域统计背景计数。等天顶角方法可以在最大程度上减小阵列计数在天顶角分布上的不均匀。阵列计数存在一定的方位角分布不均匀性,因此对背景计数作了方位角分布不均匀性的修正,并且尽量缩小小背景区域在方位角环带上所张的角度以减小方位角不均匀性的影响。用李一马的方法(Li T P, Ma Y Q.1983)估计它们的显著性。

四、月亮阴影以及蟹状星云 (Crab) 对二维分析方法的检验

羊八井阵列有较好的角分辨能力,能够做出很清晰的太阳及月亮的阴影图(Amenomori *et al.* 1993)。为了考察二维分析方法,下面用二维分析方法做出了月亮阴影图。选用 $\Sigma \rho > 15$ 事例,它对应能量大于 3 TeV 的事例。图 2 显示,Phase2 数据对应能量大于 3 TeV 的月亮阴影,最大缺损为 18σ 。这验证了二维分析方法。

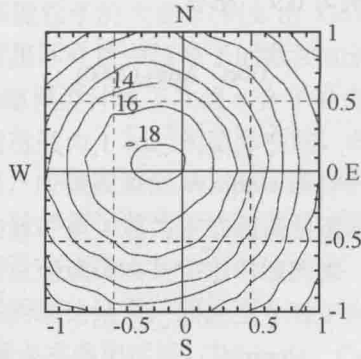


图 2 Phase2 数据对应能量大于 3 TeV 的月亮阴影图

蟹状星云(Crab)在甚高能区被探测到有稳定的 γ 发射,因而被作为甚高能 γ 天文的标准烛光。但是,在以往利用地面的 EAS 阵列进行的探测中,一直没能在几个 TeV 能区找到一个有稳定 γ 发射的星体,因此在这个能区没有一个能作为标准烛光的星体。在用 EAS 阵列所进行的实验中,人们只能采用太阳或月亮作为赝负源检验阵列的性能。利用羊八井二期 HD 阵列连续三年的数据在几个 TeV 能区观测到 Crab 5.5σ 的直流稳定超出(Amenomori *et al.* 1999)。这一结果的显著性还不是太高,而且需要的数据累积时间较长,还不能认为已经在几个 TeV 能区找到了一个能作为标准烛光的星体。但是,作为一种尝试,可以用二维分析方法对 Crab 的直流稳定超出进行探寻,以检查这一新方法。图 3 是用二维分析方法对 Crab 得到的直流稳定超出,对于 $E > 3$ TeV 情况的最大超出为 3.7σ ,这

一结果更进一步验证了二维分析方法。

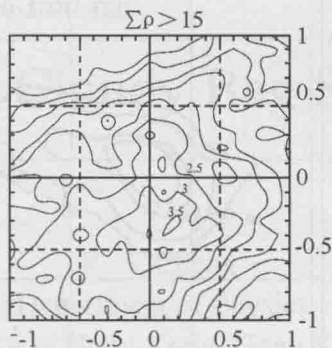


图3 蟹状星云信号超出 ($E > 3$ TeV) 的等高线图

在 γ 天文一般认为, 张角在 0.1° 以下的星体才可视作一个点源。对于银河系外距我们遥远的星体, 像活动星系核这一类星体确实可以视为点源。但对于银河系内距离较近的一些星体, 比如蟹状星云, 它们中有的张角可以达到几度, 显然不能视为点源, 常规的对点源的高能 γ 发射的寻找方法对这一类扩展源不再适用。在利用月亮阴影及 Crab 对二维分析方法进行检验的基础上, 这一方法将用于对扩展源 GC40.5-0.5 可能的稳定发射进行探寻。数据分别选用 $\Sigma \rho > 15$ 事例及 $\Sigma \rho > 100$ 事例, 它们分别对应能量大于 3 TeV 及能量大于 10 TeV 的事例, 做出它们超出的二维等高线图。图 4 显示 GC40.5-0.5 能量大于 3 TeV 的最大超出为 6.2σ , 与 EGRET 不明源 3EG_J1903+0550 (Hartman *et al.* 1999) 的位置非常吻合 (图 6)。图 5 给出了 GC40.5-0.5 能量大于 3 TeV 的累积超出。

以上给出的壳型超新星遗迹 40.5-0.5 的信号超出, 有待羊八井 EAS 阵列今后数据的进一步证实。同时也希望 Whipple、HEGRA、HESS 等小组用契伦柯夫望远镜对壳型超新星遗迹 40.5-0.5 做更仔细地观测, 以及来自其他波段的联合观测。如果这一结果能得到进一步的证实, 这将是第一次观测到来自远离银道面的壳型超新星遗迹的 TeV γ 射线信号。

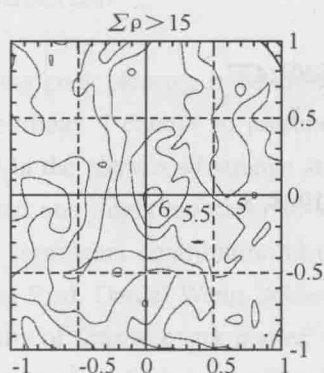


图4 GC40.5-0.5 信号超出的等高线图

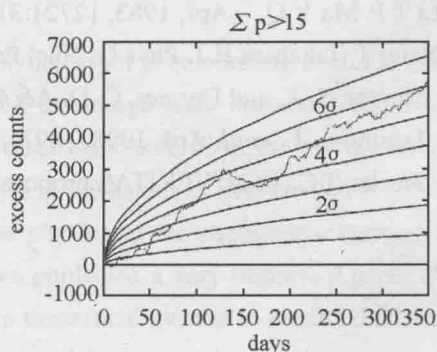


图5 GC40.5-0.5 信号的累积超出

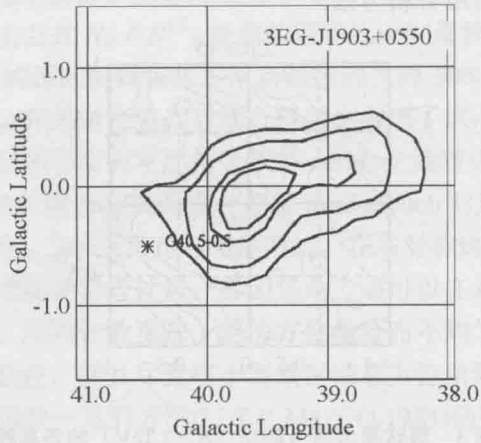


图6 EGRET 不明源 3EGS_J1903+0550 的等高线图, 羊八井观测的最高超出点位于 $\text{Lat}=39.7^\circ$, $\text{Lng}=-1.1$

参考文献

- 1 Amenomori M *et al.* Phys.Rev., 1993{D47}: 2675; ApJ, 1999, {525}: L93; Proc.27 th ICRC, Hamburg, 2001 {2}:573
- 2 Buckley, J. H., *et al.* A&A, 1998, {98}:639
- 3 Downes, A. J. B., A&A, 1980, {92}:47
- 4 Drury L O'C, Aharonian F A, & Völk H J. A&A, 1994, {287}:959
- 5 Esposito J. A., *et al.* ApJ, 1996, {461}:820
- 6 Fegan D.J. Phys., 1997, {G23}:1013
- 7 Hartman *et al.*, ApJS, 1999, {123}:79
- 8 Li T P, Ma Y Q. ApJ, 1983, {272}:317
- 9 Naito T, Takahara F. J. Phys G: Nucl Part Phys, 1994, {20}:477
- 10 Sturmer, S. J., and Dermer, C. D. A&A, 1995, {293}:L17
- 11 Tanimore, T., *et al.* ApJ, 1998, {497}:L25
- 12 Weeks, T.C., *et al.* VERITAS proposal, APPendix A, 1998, 8

Properties of Cloudy Bag Strange Stars

K. S. Cheng

(Department of Physics

The University of Hong Kong, Hong Kong, China)

Abstract As the Chiral symmetry is widely recognized as an important driver of the strong interaction dynamics, current strange stars models based on MIT bag models do not obey such symmetry. We investigate properties of strange stars using the Cloudy Bag Model, in which a pion cloud coupled to the quark-confining bag is introduced such that Chiral symmetry is conserved. The parameters in the model, namely the bag constant and strange quark mass are determined self-consistently by fitting the mass spectrum of baryons. Then the equation of state is obtained by evaluating the energy-momentum tensor of the system. We find that the stellar properties of the Cloudy Bag Strange Stars are similar to those of MIT Bag Models. However, the decay of pions is a very efficient cooling way. Numerical results indicate that temperature evolution of a Cloudy Bag strange star can be very different from that of a MIT one. The cooling behavior may provide a possible way to distinguish a compact object between a neutron star, MIT strange star and Cloudy Bag strange star in observations.

Subject heading 98.70.Rz, 12.38.Mh, 26.60.+c, 97.60.Jd

1. Introduction

It is my great pleasure to be invited to attend the symposium in celebrating Prof. Lu Tan' s 70 year birthday. I choose to present the topic related to strange stars because I begin to be interested in the physics of strange stars through the discussion with Prof. Lu. In fact we have collaborated one important paper in strange star, which is published in Science 1998. Prof. Lu has made significant contribution in understanding the physics of the strange star starting with supervising Prof. Daniel Wang, subsequently they have published a very important paper about the viscosity of strange quark matter, which provided a theoretical ground to predict that strange stars can rotate faster than neutron stars due to the stronger damping mechanism in strange quark matter. In the following, I will summarize our recent work published in the Journal of Astroparticle Physics, in which we have taken into account the important effect of Chiral symmetry in constructing the strange star model.

It has been argued that strange quark matter, consisting of u -, d - and s -quarks, is energetically the most favorable state of quark matter (Bodmer 1971; Tarazawa 1979; Witten 1984). Witten (1984) suggested that there are two ways to form strange quark matter: the quark-hadron phasetransition in the early universe and conversion of neutron stars into strange ones at ultrahigh densities. If this strange matter hypothesis is correct, then it has profound impact on physics and astrophysics. Pulsars could be strange stars and not neutron stars as previously thought, and there could even be many strange dwarfs and strange planets in the universe(Alcock *et al.* 1986; Haensel *et al.* 1986; Madsenand and Haensel 1991; Glendenning 1997; Xu 2001).

Several mechanisms have been proposed for the formation of strange quark stars. For example, strange stars are expected to form during the collapse of the core of a massive star after a supernova explosion (Dai *et al.* 1995). Another possibility is that some rapidly spinning neutron stars in low-mass X-ray binaries (LMXBs) can accrete sufficient mass to initiate a phase transition to become strange stars (Cheng and Dai 1996a). Some of the millisecond pulsars may be strange stars, because LMXBs are believed to be the progenitors of millisecond pulsars. Strange stars have also been proposed as sources of unusual astrophysical phenomena, such as soft γ -ray repeaters (Cheng and Dai 1998a, 2002), pulsating X-ray bursters (Cheng *et al.* 1998b), cosmological γ -ray bursts (Dai *et al.* 1995; Cheng and Dai 1996a, 2001), and SAX J1808.4-3658 (Li *et al.* 1999). The discovery of kHz quasi-periodic oscillations in LMXBs (Zhang *et al.* 1998) implies that the compact stellar object must have a very soft equation of state (EOS), which is consistent with that of strange stars (Kluźniak *et al.* 1998). Recently, Hong *et al.* (2001) have argued that the first order phase transition of the color superconductivity occurring at the end point of some massive stars can release sufficient energy to produce hypernovae, which are considered as progenitors of cosmological γ -ray bursts.

However, important as this strange-matter hypothesis maybe, it remains notoriously difficult to be proven or refuted on either observational or theoretical grounds. The binding energy per nucleon for strange matter is estimated to be close to that of Fe^{56} , but it has not been possible to calculate it from QCD to within the few percent level required. Model calculations of the binding energy are clearly inadequate and unreliable (Farhi and Jaffe 1984; Madsenand and Haensel 1991; Glendenning 1997).

Lacking an accurate and reliable method to calculate the strange matter EOS, the structure and stability of strange stars have been addressed (Farhi and Jaffe 1984; Alcock *et al.* 1986; Haensel *et al.* 1986; Madsenand and Haensel 1991; Glendenning 1997) typically in simplified models such as the MIT Bag Model (Chodos *et al.* 1974). The quarks are treated as relativistic free particles confined in an impenetrable bag. Approximately, then, the pressure comprises the Fermi gas pressure of the quarks minus a bag pressure, which mimics the strong interaction that holds the quarks together. Perturbative corrections to such a simple EOS can be made based on one-gluon exchange calculations (Farhi and Jaffe 1984). With this EOS, it has been shown that

self-bound stars exist with virtually no lower limit on the stellar mass (Alcock *et al.* 1986; Haensel *et al.* 1986); these stars are basically giant hadrons, held together by strong interaction rather than gravity.

It is arguable whether meaningful refinements of theoretical studies of strange stars can be made at this stage. Uncertainties in the strong interaction calculations easily make or destroy strange stars, and arguments over details in model-dependent EOS's are probably futile. Nevertheless, one could ask what kind of effects commonly accepted ingredients of strong interaction have on the stability and structure of strange stars. Whereas such studies are not meant to be quantitatively accurate, one may possibly gain insight into the physics of compact stars.

With this in mind, we have studied the implications of Chiral symmetry on the structure of strange stars. Chiral symmetry is widely recognized as an important driver of the strong interaction dynamics, witness the celebrated experimental success of partially conserved axial current (PCAC), which signifies the importance of chiral $SU(2) \times SU(2)$ symmetry (Bhaduri 1988). Phenomenologically, the partial breaking of chiral symmetry is associated with the emergence of pions as pseudo-Goldstone bosons and is hence related to the small pion mass (Bhaduri 1988); the coupling of pions to quarks/hadrons is thus a natural result of chiral dynamics and an essential ingredient of strong interaction physics.

There are many hadron models that incorporate various features of QCD (Bhaduri 1988). Whereas the MIT Bag Model has the asymptotic freedom and the confinement of quarks built in, it is well known to violate Chiral symmetry badly. By coupling the pions to the quarks, thus salvaging the axial current at the bag, one can restore Chiral symmetry. There are many variants of such chiral bag models (Myhrer 1984), and one can imagine these as either modifying the original bag model to include a meson cloud at the bag, or extending the sigma model to a nucleon with quark structure. For our purpose, a simple, representative chiral bag model suffices, and we have thus chosen the Cloudy Bag model (Thomas 1983; Miller 1984).

2. Cloudy Bag Model Equation of State

The idea to model a hadron by putting a few relativistic quarks in a cavity has led to much phenomenological success (Chodos *et al.* 1974; Bhaduri 1988). In the simplest version, one considers free Dirac fermions of mass m_q confined in a static spherical bag of radius R , and the ground state spatial wavefunction is simply (Thomas 1983; Bhaduri 1988)

$$q(r) = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} [g j_0(xr/R), 0, i h \sigma \cdot \hat{r} j_1((xr/R), 0)] \quad (1)$$

$$\text{where} \quad x \equiv R\sqrt{E^2 - m_q^2}, \quad g \equiv \sqrt{(E + m_q)/E}, \quad h \equiv \sqrt{(E - m_q)/E}$$

$$N \equiv \sqrt{\frac{E(E-m_q)}{[2E(E-1/R)+m_q/R]R^3 j_0^2(x)}} \quad \text{and } x \text{ satisfies } \tan x = \frac{x}{1-m_q R - \sqrt{[x^2 + (m_q R)^2]}}.$$

However, it was soon realized that the original MIT bag boundary condition leads to severe violation of Chiral symmetry (Thomas 1983; Bhaduri 1988). The physical picture is that when a quark with a certain helicity collides with the impenetrable wall, its momentum is reversed but not its spin, leading to a change of the helicity. Mathematically, this is expressed by the non-conservation of the quark axial current $A^q = \bar{q}\gamma_5\tau q/2$, where the γ 's are the Dirac gamma matrices and τ is the isospin operator. One resolution of the problem is to introduce a meson field, so that the total (quark plus meson) axial current is conserved (Thomas 1983; Bhaduri 1988). Physically, when a quark hits the bag, it produces mesons that carry away some of the axial current. In this line of thought, the hadron bag is always surrounded by a pion cloud, hence the name Cloudy Bag Model. For example, for a ground state nucleon, the pion field that will restore the Chiral symmetry of a bare MIT bag is

$$\phi = \phi(r)(\sigma \cdot \hat{r})\tau \quad (2)$$

where σ is the Pauli matrix, and the spatial part of the wavefunction $\Phi(r)$ is given by

$$\phi(r) = a \frac{1+\mu r}{r^2} e^{-\mu r}, \quad r > R \quad (3)$$

Here the pion-quark coupling constant a is determined by the continuity of axial current at $r=R$ which yields

$$a = - \left(\frac{E^2 - m^2}{2E \left(E - \frac{1}{R} \right) + \frac{m}{R}} \right) \left(\frac{n}{4\pi f} \right) \left(\frac{1}{2(1+\bar{\mu}) + \bar{\mu}^2} \right) e^{\bar{\mu}} \quad (4)$$

where n is the total number of u and d quarks in the bag, μ is the meson mass, f is the pion decay constant and $\bar{\mu} \equiv \mu R$.

The Cloudy Bag Model Lagrangian is a simple extension of that of the MIT Bag Model. Here we use the linearized version:

$$L_{\text{CBM}} = \left[\frac{i}{2} (\bar{q}(x) \gamma^\mu \partial_\mu q - \partial_\mu \bar{q} \gamma^\mu q) - m_q \bar{q} q - B \right] \theta_v - \frac{1}{2} \bar{q} (1 + i \tau \cdot \phi \gamma_5 / f) q \Delta_s + \frac{1}{2} [\partial_\mu \phi(x) \partial^\mu \phi(x) - \mu^2 \phi^2] \bar{\theta}_v$$

where $\theta_v = 1(0)$ inside (outside) the bag, $\bar{\theta}_v = 1 - \theta_v$, Δ_s is the surface delta function, and B is the bag constant. Note that the quarks are completely confined in the bag, while the mesons only exist outside the bag. The mesons are free particles and are coupled to the quarks only at the bag surface, through the term proportional to Δ_s , and are free outside or inside the bag. The Chiral Bag Model has essentially the same Lagrangian but differs in that it excludes the mesons from the inside of the bag (Brown 1982; Thomas 1983; Bhaduri 1988).

From the Lagrangian, one can obtain the stress-energy tensor:

$$T^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu}L + \left[\frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu q)} \partial^\nu q + \partial^\nu \bar{q} \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \bar{q})} \right], \quad \text{which gives the pressure and density of the}$$

system immediately, $P = \frac{1}{3}T_{ii}, \rho = T_{00}$. With some straightforward algebra, we get:

$$P_q = \left\{ \frac{N^2}{12\pi} \frac{E^2 - m_q^2}{E} \left[j_0^2 \left(\frac{xr}{R} \right) + j_1^2 \left(\frac{xr}{R} \right) \right] - B \right\} \theta_v \quad (6)$$

$$\rho_q = \left\{ \frac{N^2}{4\pi} \left[(E + m_q) j_0^2 \left(\frac{xr}{R} \right) + (E - m) j_1^2 \left(\frac{xr}{R} \right) \right] + B \right\} \theta_v \quad (7)$$

inside the bag, Note that if one ignores the quark mass, the EOS becomes

$$P = \sum_q P_q = \frac{1}{3} \left(\sum_q \rho_q - 4B \right) \quad (8)$$

which is exactly that used in previous studies of strange stars (Alcock et al. 1986; Haensel *et al.* 1986).

We assume that for a macroscopic object like a strange star, the pressure outside the bag due to the meson cloud is dominated by real and free pions, and is given by

$$P_\phi = \frac{1}{3} \rho_\phi c^2 \quad (9)$$

At the boundary, continuity of pressure is required. Therefore, when the quark pressure equals the pion pressure just outside the bag, the EOS is truncated to that for the pion (eq. 9).

In order to deduce the EOS and apply it to study the properties of strange star, we need to determine the values of the bag constant (B) and the strange quark mass (m_s). For simplicity we have taken the masses of up and down quarks to be zero. First, the hadron mass can be expressed as

$$E(R) = \frac{4\pi}{3} BR^3 + \sum_i \frac{x_i}{R} + \int \rho_\phi d^3r \quad (10)$$

where R is the radius of the hadron, x_i is the eigenvalue of quarks with $i = u, d$ and s . R is fixed by minimizing the mass, i.e., $\frac{\partial E(R)}{\partial R} = 0$. Then the hadron mass can be determined. Since B and m_s are independent parameters, we first determine B by fitting the mass of the baryons which consist of only up and down quarks. In this simple model, hadrons with spin 1/2 and 3/2 are degenerate, and we minimize the averaged root-mean-square error of N and Δ . Table 1 is the result of our fitting. We obtain $B^{1/4} = 120$ MeV. After B is fixed, m_s can be determined by fitting baryons which consist of one or more strange quarks. From Table. 2, we obtain $m_s = 220$ MeV.

Fig. 1 shows the EOS from the cloudy bag model. We have extrapolated it into the high-density region. In the low-density region, since the pion field decays exponentially outside

the bag, the pion 'tail' in the EOS is not important in the calculation. Hence, it is not shown in the graph. The EOS's for different parameters are also shown in the figure for comparison. Note that the pion does not enter this part of the EOS, therefore the EOS with $B^{1/4}=145$ MeV and $m_\pi=0$ MeV reduces to the MIT bag case, which was used in previous studies of strange stars.

3. Stellar Properties of Strange Stars

Assuming the pion cloud decays exponentially when leaving the stellar surface, it only exists within an effective range of scale $1/\mu$ (~ 1 fm). The pion 'shell' is so thin that it has negligible effect on the stellar radius. Using typical parameters: $R \sim 10^6$ cm, $\Delta r \sim 1$ fm, $\rho_\pi \sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, the mass of the pion cloud surrounding the star can be estimated:

$$4\pi R^2 \Delta r \rho_\pi \sim 10^{11} \text{ g} \sim 10^{-22} M_\odot$$

which is completely negligible when compared to the stellar mass. The pion cloud surrounding the star is a consequence of Chiral symmetry consideration, however it has little effect on global stellar structure parameters such as radius and mass.

Using the EOS of this model and the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equations, the properties of strange stars can be obtained. The global stellar structure is very similar to that of MIT models (Alcock *et al.* 1986; Haensel *et al.* 1986). The detail comparison between cloudy strange stars and MIT strange stars can be found in C.Y. Ng, K.S. Cheng & M.C. Chu (Astropart. Phys., 2002 in press and astro-ph/0209016).

4. Cooling Properties of Cloudy Bag Strange Stars

Since the proposal of strange stars, much effort has been devoted to find observational properties that distinguish strange stars from neutron stars. Although many stellar properties are similar in both kinds of stars, their cooling behaviour is very different. The energy-loss rate of strange matter is much higher than that of neutron matter, therefore the temperature of a young strange star is significantly lower than that of a neutron star of the same age (Pizzochero 1991; Cheng and Dai 1996b; Schaab *et al.* 1996).

From Chiral symmetry consideration, we suggest that a strange star should be surrounded by a pion field. This thin pion cloud has negligible effect on global stellar structure such as mass and radius. However, it plays an important part in strange star cooling. The decay of pions is a rapid cooling mechanism in our model. As a result, the surface temperature of a Cloudy Bag strange star is significantly lower than that of an ordinary MIT strange star. This may provide a hint on how to distinguish Cloudy Bag strange stars and verify the theory. In addition, when the star is cooled by emission of pions, the huge amount of energy released within a short period may be a possible energy source of γ -ray bursts.

4.1 Assumptions

In this section, we consider the cooling of a non-rotating bare strange star with typical mass $1.4M_{\odot}$, which is the typical mass of neutron star. Indeed, there is no reason why a strange star and a neutron star should have the same mass. Also it is unnecessary that strange stars and neutron stars are identical twins. It should be noted that the radius of the strange star is insensitive to the stellar mass. For example, the radius variation of strange star with masses between 1.4 to 2 solar masses is only 3 %. Furthermore, if the internal properties of the strange stars are the same, the cooling curves are almost identical. Of course, the density profiles of strange stars with different masses are different. As we will point out in next section, strange stars with different masses will have different electron density due to the color-flavor locked (CFL) phase (Rajagopal and Wilczek 2001). This has a very important effect on cooling calculations. Since our focus in this paper is on the role of the pion cloud surrounding a strange quark star, which is a natural consequence of Chiral symmetry, and in particular, its effect on the cooling properties on strange stars, we are not primarily interested here in the detail of other effects, i.e. CFL of color superconductivity, in this paper. Therefore, in this paper we treat electron density as a parameter but the mass of the strange star is fixed as $1.4 M_{\odot}$ in the cooling calculations. For simplicity we assume that all compact star models are non-rotating. As argued by Usov (1998), when a strange star is formed, it is very hot and most of the normal matter in the crust is ejected. Therefore, it is expected that new born strange stars do not have crusts. Besides, we assume that all pions will decay once they leave the stellar surface beyond the length scale of $1/\mu$.

For simplicity, we assume that the star is of uniform density and is isothermal. From Fig. 2, a uniform density profile is a good approximation. Also, the isothermal approximation is generally used in simplified models. As it is a bare strange star in our case, the core and surface temperature are equal. Note that the effects of magnetic field are neglected in this simple model. (This will be carried out in further work.)

Superfluidity (superconductivity) of quark matter is considered in the model. It is generally believed that quarks can form colored Cooper pairs near the Fermi surface and become superfluid (superconducting). An early estimation of the magnitude of the gap Δ was $\sim 0.1-1$ MeV (Bailin and Love 1984). Some recent studies considered instanton-induced interaction between quarks and estimated $\Delta \sim 100$ MeV (Alford *et al.* 1998, 1999a, b; Blaschke and Roberts 1998; Rapp *et al.* 1998a, b; Schäfer 1998; Schäfer and wilczek 1999a, b; Carter and Diakonov 1999; Pisarski and Rischke 2000). Further recent work (Alford *et al.* 1998, 1999a, b; Blaschke and Roberts 1998; Bloch *et al.* 1999; Rapp *et al.* 1998a, b; Schäfer 1998; Schäfer and Wilczek 1999a, b; Carter and Diakonov 1999; Pisarski and Rischke 2000) demonstrates the possibility of diquark condensates characterized by large pairing gaps in quark cores of some neutron stars and

in quark stars and discuss different possible phases of quark matter, for example, the color-phase-locked u-d-s phase (Alford *et al.* 1999a, b; Schäfer and Wilczek 1999a, b) and two flavor u-d color-superconducting phase (Alford *et al.* 1998; Blaschke and Roberts 1998; Bloch *et al.* 1999; Rapp *et al.* 1998a; Schäfer 1998; Carter and Diakonov 1999; Pisarski and Rischke 2000). In this paper, our main focus is on the role of the pion cloud surrounding a quark star and its effect on the cooling properties of strange stars. We are not primarily interested in the detailed effects of color superconductivity, which has been discussed in some detail by Blaschke *et al.* (2000). Furthermore, there are large uncertainties in the phase as well as the parameter values of color superconductivity in quark stars. Therefore we will assume that there are three flavors of u-d-s quarks in a strange star for both small and large color superconductivity gaps. Another main difference between these phases is the electron concentration, which plays a very important role in cooling calculations and will be discussed later. From BCS theory, the critical temperature T_c is related to the pairing gap by $k_B T_c = \Delta/1.76$ where k_B is the Boltzmann constant. When the temperature is below T_c , it is in the superfluid state and there are some modifications to the specific heat and emissivity.

4.2 Cooling Processes

In the cooling of Cloudy Bag strange stars, the main cooling processes include the quark URCA process, pion emission and blackbody radiation. The thermal evolution of the system is determined by the equation:

$$C \frac{dT}{dt} = -(L_\nu + L_\pi + L_{bb}) \quad (11)$$

where C is the specific heat, L_ν , L_π , L_{bb} are neutrino emissivity, pion emissivity and blackbody radiation respectively.

In addition to the specific heat of quark matter, the Goldstone excitations in the quark-gluon plasma also contribute to the specific heat of the strange star (Blaschke *et al.* 2000, 2001)

$$c_{g-\gamma} = 3.0 \times 10^{13} N_{g-\gamma} T_9^3 \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-1} \quad (12)$$

where $N_{g-\gamma}$ is the number of available massless gluon-photon states, which are present even in the color superconducting phase. When the temperature is low, the specific heat of quark matter vanishes. However, electrons are not affected. Therefore, the specific heat of electrons becomes important. We also considered this factor

$$\begin{aligned} c_e &= \frac{3^{1/3}}{3} 2.5 \times 10^{20} \left(\frac{Y_e \rho}{\rho_0} \right)^{2/3} T_9 \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-1} \\ &= 1.7 \times 10^{20} \left(\frac{Y_e \rho}{\rho_0} \right)^{2/3} T_9 \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

where Y_e is the electron concentration.

Recently, Rajagopal and Wilczek (2001) have shown that the quark matter in the color-flavor locked phase of QCD, which occurs for large gaps ($\Delta \sim 100$ MeV), is rigorously

electrically neutral, despite the unequal quark masses, and even in the presence of electron chemical potential. In other words, $Y_e = 0$, and hence $c_e = 0$. However, in order to have this electrical neutral situation the following condition must be satisfied

$$\mu > \frac{3m_s^2}{2\sqrt{2}\Delta} \quad (14)$$

where μ is the baryon chemical potential and m_s is the strange quark mass.

Realistically, a strange star must have a density profile. If the above condition is satisfied in the core, it may not be satisfied near the surface, where the density is equal to $4B$. Taking the typical values of baryon density near the strange star surface $n_b \approx 0.3 \text{ fm}^{-3}$, the baryon chemical potential is $\sim 280 \text{ MeV}$ and the right hand side of the equation gives $\sim 520 \text{ MeV}$ with $m_s = 220 \text{ MeV}$. Therefore we believe that Y_e will not be zero throughout a strange star even if its core is in the color-flavor locked phase. For simplicity, we treat Y_e as a parameter.

Numerical estimates of the escape velocity for pions to leave the region of $1/\mu$ from the stellar surface showed that this value is so small that almost every pion can escape and decay. Hence, we can assume all pions produced will decay. The pion emissivity is given by:

$$L_\pi = \rho_\pi v_\pi 4\pi R^2 \quad (15)$$

where ρ_π is the energy density of the pion field at stellar surface, which is fixed by axial current conservation in the Cloudy Bag Model. The speed of pions emitted, v_π , is estimated by $\sqrt{\frac{2k_B T}{\mu}}$, where μ is the pion mass. Therefore,

$$L_\pi = \rho_\pi \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu}} 4\pi R^2 \quad (16)$$

Substituting $\rho_\pi = 7.1 \times 10^{31} \text{ erg cm}^{-3}$, $R = 10^6 \text{ cm}$, we get:

$$L_\pi = 9.5 \times 10^{53} T_9^{1/2} \text{ erg s}^{-1}. \quad (17)$$

In the superfluid state, since the collision between quarks and the bag is suppressed, the pion emissivity is also reduced by a factor of $\exp(-\Delta/T)$.

The last cooling process we considered in Cloudy Bag strange stars is blackbody radiation, given by the well-known formula:

$$L_{bb} = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (18)$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant. However, it has been pointed out that bare strange stars are very poor radiators of thermal photons with energy less than 20 MeV . This is because the plasma frequency (ω_p) that is related to particle density of quarks is very high even at the surface of strange stars (Alcock *et al.* 1986). On the other hand, Chmaj *et al.* (1991) argue that low-energy photons with energy less than the plasma frequency can still leave the strange star surface due to non-equilibrium quark-quark bremsstrahlung radiation in the surface layer of thickness $\sim c/\omega_p \approx 10 \text{ fm}$. Nevertheless, the efficiency of this non-equilibrium blackbody radiation is only $\sim 10^{-4}$ of L_{bb} . As it is a bare strange star, in our case, the surface temperature is high and the energy of the blackbody radiation is large. Besides, in the superfluid state, other

cooling processes are suppressed, so this non-equilibrium blackbody radiation will be a very important cooling mechanism at the later stage.

In order to have a more realistic calculation, the effects of thermal equilibrium radiation and emission of e^+e^- pairs, as suggested by Usov (2001), are also discussed. In this theory, hot strange matter is filled with electromagnetic waves in thermodynamic equilibrium with quarks.

4.3 Cooling Curves

The cooling behavior and the surface luminosity of $1.4M_\odot$ strange stars and neutron stars is revealed in Fig.2 to Fig.3. From Fig.2 and Fig.3, we can see that the cooling curves of an MIT strange star and a Cloudy Bag strange star are the same when the cooling mechanism is dominated by blackbody radiation. However, the radiation properties of an MIT strange star and a Cloudy Bag strange star are very much different in the early stage ($t < 10^6\text{s}$) for small gap energy. The Cloudy Bag strange star is first cooling very rapidly by emitting pions, which decay to 100MeV photons, and its temperature drops quickly below that of an MIT strange star. Therefore the MIT strange star is cooling mainly by emitting electrons/positrons. The total energy of a Cloudy Bag strange star carried away by 100MeV photons is $\sim 10^{52}\text{ergs}$, which makes the evaporation of pions a very efficient γ -ray burst mechanism.

Table 1 The average r.m.s. error in the fitting for baryons which do not contain strange quarks

$B^{1/4}(\text{MeV})$	100	110	120	130	140	150
r.m.s. error (MeV)	208.6	149.9	143.8	195.6	274.6	363.8

Table 2 The average r.m.s. error in the fitting for baryons which contain one or more strange quarks

$m_s(\text{MeV})$	200	220	240	260	280	300
r.m.s. error (MeV)	114.0	111.9	114.1	120.8	131.4	145.4

Table 3 Rotation properties of maximum mass strange stars for different EOS's

$B^{1/4}(\text{MeV})$	$m_s(\text{MeV})$	static case		rotating case		
		$M(M_\odot)$	$R_e(\text{km})$	$M(M_\odot)$	$R_e(\text{km})$	$\Omega(\text{s}^{-1})$
120	220	1.9	14	2.3	18	6300
120	280	1.7	13	2	17	6300
145	0	2.0	11	2.4	15	9400
145	220	1.4	10	1.7	13	9300

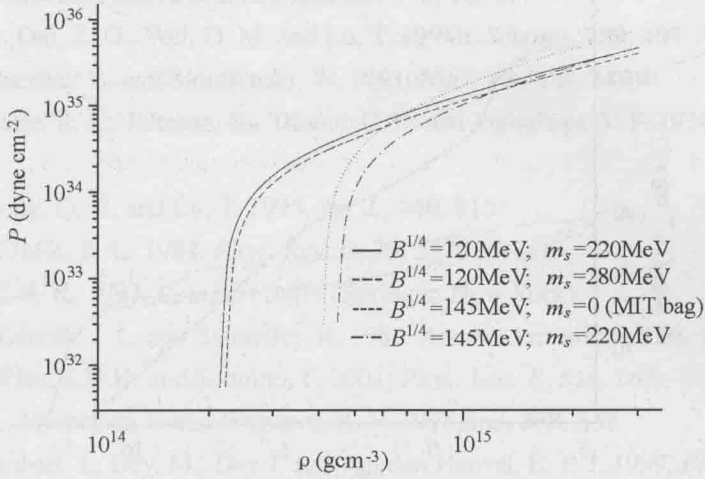


Fig. 1 Equations of State for different parameters

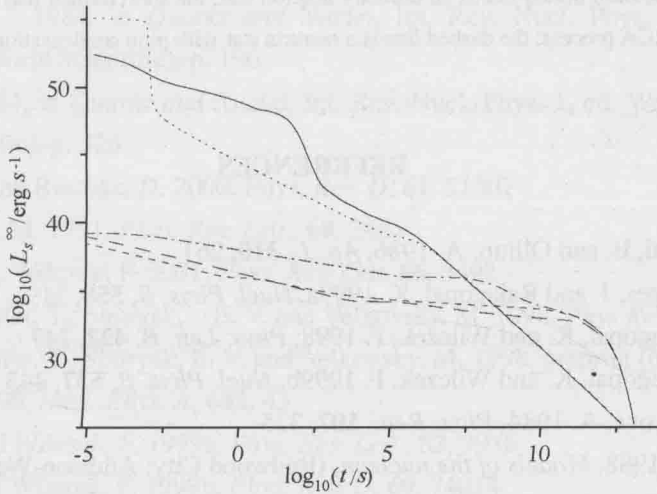


Fig. 2 Total electromagnetic radiation (including thermal photons, MeV photons from the annihilation of e^+e^- pairs and 100MeV photons from the decay of pions) from strange stars with $\Delta=1$ MeV, $Y_e=10^{-3}$ and neutron stars observed at infinity. The solid line is an MIT strange star; the dotted line is a Cloudy Bag strange star; the dash-dotted line is ordinary a neutron star; the short dashed line is neutron star with direct URCA process; the dashed line is a neutron star with pion condensation

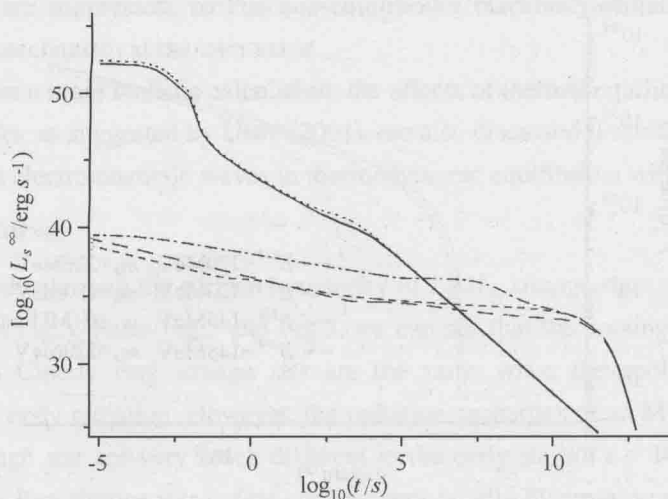


Fig. 3 Total electromagnetic radiation from strange stars with $\Delta=100$ MeV, $Y_e=10^{-5}$ and neutron stars observed at infinity. The solid line is an MIT strange star; the dotted line is a Cloudy Bag strange star; the dash-dotted line is an ordinary neutron star; the short dashed line is a neutron star with direct URCA process; the dashed line is a neutron star with pion condensation

REFERENCES

- 1 Alcock, C., Farhi, E. and Olinto, A. 1986, *Ap. J.*, **310**, 261
- 2 Alford, M., Berges, J. and Rajagopal, K. 1999a, *Nucl. Phys. B*, **558**, 219
- 3 Alford, M., Rajagopal, K. and Wilczek, F. 1998, *Phys. Lett. B*, **422**, 247
- 4 Alford, M., Rajagopal, K. and Wilczek, F. 1999b, *Nucl. Phys. B*, **537**, 443
- 5 Bailin, D. and Love, A. 1984, *Phys. Rep.*, **107**, 325
- 6 Bhaduri, R. K. 1988, *Models of the nucleon*, (Redwood City: Addison-Wesley)
- 7 Blaschke, D., Grigorian, H. and Voskresensky, D. N. 2001, *A&A*, **368**, 561
- 8 Blaschke, D., Klähn, T. and Voskresensky, D. N. 2000, *Ap. J.*, **533**, 406
- 9 Blaschke, D. and Roberts, C.D. 1998, *Nucl. Phys. A*, **642**, 197
- 10 Bloch, J.C.R., Roberts, C.D. and Schmidt, S.M. 1999, *Phys. Rev. C*, **60**, 65208
- 11 Bodmer, A. R. 1971, *Phys. Rev. D*, **4**, 1601
- 12 Brown, G. E. 1982, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **8**, 147
- 13 Carter, G.W. and Diakonov, D. 1999, *Phys. Rev. D*, **60**, 16004
- 14 Cheng, K. S. and Dai, Z. G. 1996a, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1210
- 15 Cheng, K. S. and Dai, Z. G. 1996b, *Ap. J.*, **468**, 819
- 16 Cheng, K. S. and Dai, Z. G. 1998a, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 18
- 17 Cheng, K. S. and Dai, Z.G. 2001, *Astroparticle Ph.*, **16**, 67

- 18 Cheng, K. S. and Dai, Z.G. 2002, *Astroparticle Ph.*, **16**, 277
- 19 Cheng, K. S., Dai, Z. G., Wei, D. M. and Lu, T. 1998b, *Science*, **280**, 407
- 20 Chmaj, T., Haensel, P., and Slomiński, W. 1991, *Nucl. Phys. B*, **24**, 40
- 21 Chodos, A., Jaffe, R. L., Johnson, K., Thorne, C. B. and Weisskopf, V. F. 1974, *Phys. Rev. D*, **9**, 3471
- 22 Dai, Z. G., Peng, Q. H. and Lu, T. 1995, *Ap. J.*, **440**, 815
- 23 Farhi, E. and Jaffe, R. L. 1984, *Phys. Rev. D*, **30**, 2379
- 24 Glendenning, N. K. 1997, *Compact Stars* (Springer, New York)
- 25 Haensel, P., Zdunik, J. L. and Schaeffer, R. 1986, *Astron. Astrophys.*, **160**, 121
- 26 Hong, D.K., Hsu, S.D.H. and Sannino, F. 2001, *Phys. Lett. B*, **516**, 362
- 27 Kluzniak, W., Michelson P. and Wagoner, R. V. 1998, *ApJ*, **358**, 538
- 28 Li, X. D., Bombaci, I., Dey, M., Dey J. and van den Heuvel, E. P. J. 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3776
- 29 Madsen J. and Haensel P. 1991, *Strange Quark Matter in Physics and Astrophysics*, eds. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 24B
- 30 Miller, G. A. 1984, in *Quarks and Nuclei*, Int. Rev. Nucl. Phys. 1,} ed. Weise, W. (Singapore: World Scientific), p. 190
- 31 Myhrer F. 1984, in *Quarks and Nuclei*, Int. Rev. Nucl. Phys. 1, ed. Weise, W. (Singapore: World Scientific), p. 326
- 32 Pisarski, R., and Rischke, D. 2000, *Phys. Rev. D*, **61**, 51501
- 33 Pizzochero, P. M. 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2425
- 34 Rajagopal, K., Wilczek, F. 2001, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3492
- 35 Rapp, R. Schäfer, T., Shuryak, E. V. and Velkovsky, M. 1998, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 53
- 36 Rapp, R. Schäfer, T., Shuryak, E. V. and Velkovsky, M. 1998, preprint (hep-ph/9904353)}
- 37 Schäfer, T. 1998, *Nucl. Phys. A*, **642**, 45
- 38 Schäfer, T. and Wilczek, F. 1999a, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3956
- 39 Schäfer, T. and Wilczek, F. 1999b, *Phys. Rev. D*, **60**, 74014
- 40 Schaab, C., Weber, F., Weigel, W. M. 1996, *Nucl. Phys. A*, **605**, 531
- 41 Tarazawa H., 1979, INS report-338 (INS, Univ. of Tokyo)
- 42 Thomas, A. W. 1983, *Advances in Nucl. Phys.*, 13, 1, Eds. J. Negele and EVogt, Plenum Press, N.Y
- 43 Usov, V. V. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 230
- 44 Usov, V. V. 2001, *Ap. J.*, **550**, L179
- 45 Witten, E. 1984, *Phys. Rev. D*, **30**, 272
- 46 Xu, R. X., Zhang, B. and Qiao, G. J. 2001, *Astroparticle Ph.*, **15**, 101
- 47 Zhang, W., Smale, A. P., Strohmayer, T. E. and Swank, J. H. 1998, *ApJ Lett.*, **500**, L171

奇异夸克物质与奇异星^{*}

徐仁新

(北京大学物理学院 北京 100871)

摘 要 脉冲星在 20 世纪 60 年代发现后不久,很快被证认为中子星(即“中子星模型”)。然而在 20 世纪 80 年代,随着描述物质结构的夸克模型的发展,又提出了脉冲星是奇异星(“奇异夸克星”的简称)的可能性(即“奇异星模型”)。这里对脉冲星的这两个模型分别做了评述。描述强作用的量子色动力学预言了夸克胶子等离子体的存在。奇异星可能是一种天然的、大块的、能长时间存在的夸克胶子等离子体,它的存在与否将直接关系到人们对强作用的理解。因此观测上肯定或否定奇异星的存在,必将对粒子物理学和天体物理学产生深远的影响。已有两次诺贝尔物理奖授予脉冲星研究学者;若能确认奇异星的存在,脉冲星界极有可能获第三次诺贝尔物理奖。本文综述了相关的研究及其最新进展,并论述了依据观测事实鉴别中子星和奇异星的三种可能途径。

小 注 我将要讲的这个故事起源于 1995 年暑假的某日下午。那时我刚刚师从乔国俊教授学习和研究射电脉冲星不久;我和不少人的看法一样,认为脉冲星就是中子星(丝毫没有其他“私心杂念”)。然而,那天北师大物理系张贴至我校的一张题为“奇异星”的演讲通知却将改变我的这一信念。主讲人是陆埏教授。尽管我当时曾经看过他写的某些科普文章或书籍,但还未目睹其个人风采。一是为如此愿,二是想知道这个从未听说过的“奇异星”到底是什么东西;于是我就骑着自行车来到了人数不多的讲演会场。陆老师那天的演讲非常成功;在以后的若干会议或其他交往中使我对奇异星研究兴趣倍增。1997 年获博士学位后,我也试图提一些关于奇异星的想法;下面将这些观点列出来,以庆祝陆老师的生日。

探索物质的基本组成及其间基本运动规律是人类的本能追求。20 世纪的重要成就之一是建立了粒子物理标准模型;它认为三代轻子(以不参与强作用为特征)和夸克是物质的基本组成单元,除引力以外它们之间还存在着弱电作用和强作用。弱电作用和经典引力已有较完善而精确的理论描述,但较有希望成为强作用基本理论的量子色动力学(QCD)发展得还不够成熟。QCD 特征之一是强子中夸克色禁闭。并且理论上推测,在温度或重子数密度足够高的条件下,强子中的夸克可能会游离出来形成一种新的物相——夸克胶子等离子体态(又称为“夸克物质”相)。例如,零重子化学势情形下的格点 QCD 计算结果显示,当能量密度约为 $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ 时(约为核物质密度的七倍,相应的温度为 $140\sim 180\text{MeV}$),因

^{*} 国家自然科学基金(10173002)和国家重点基础研究专项基金(G2000077602)资助项目。本文根据收录于《21 世纪 100 个交叉科学难题》(李喜先等主编)一书同名论文修改而成。

禁在强子内的夸克和胶子将会解禁。我们能在实验上发现夸克物质吗？进一步地说，在什么条件下一般强子物质会解禁成夸克物质？对于这些问题的回答，必将有助于人们完善和发展有关强作用的理论。实际上，目前高能重离子碰撞实验的中心目标就是企图在实验室内制造出夸克物质。这种物质据信还曾出现于大爆炸最初几微秒的早期宇宙，并且有可能正存在于恒星演化终结的某种残骸内部。

另一方面，了解我们生存的宇宙状况也是人类的天真欲望。这方面一个很基本的问题是：恒星是如何“生老病死”的？星际分子云内物质的引力塌缩、吸积和准静态收缩使得其中心达到氢核燃烧的点火温度，导致主序恒星的形成。在随后的漫长岁月里，恒星通过消耗其核能源而静静地发光。质量较大的恒星在核能耗尽时不可避免地将发生超新星暴发：在向星际喷发各种新形成的重元素的同时，理论上认为还可能遗留一种致密残骸——中子星或奇异星。天文观测确实已经找到了这类残骸的典型样本——射电脉冲星。到目前为止，观测发现脉冲星类天体的总数近两千。它们到底是中子星还是奇异星？要回答这个问题，我们必须弄清楚在超新星暴发时（或之后的吸积、转动减慢过程中）有无夸克解禁的相变过程发生。

主动的物理实验和被动的天文观测向来是人类理解和发现基本物理规律的主要手段。关于夸克物质能否存在以及相应的相变条件等问题，人们确实也是通过高能重离子碰撞的实验室研究和恒星演化最终残骸的天体物理研究这两方面来探索的。目前，这两方面的研究现状有一个共同点：寻找确切的观测特征（或证据）以表明夸克物质是否存在。若能确认夸克物质的存在，我们就可以进一步研究夸克解禁条件，从而改进人们对强作用的基本认识。

一、高能重离子碰撞：夸克物质的实验室寻找

一种产生高能量密度导致夸克解禁的方法是利用从高能加速器得到的相对论性重离子进行碰撞。若碰撞中心的能量密度超过 $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ ，就有可能形成一个以游离态夸克和胶子构成的火球。然而，这种夸克物质相只能存在极短的时标；**异**个夸克或胶子因色禁闭不能逃出火球，在到达探测器之前它们早已组合成强子（色**异**态），火球最终转变成若干强子。因此，人们必须通过仔细定量分析这些强子来提取信息，以确定在碰撞过程中是否曾经形成过夸克物质相。

美国和欧洲均拥有用于该项研究的相对论重离子加速器。例如，欧洲核子中心 SPS 定靶实验产生的中心能量密度（依据一定模型估计达 $\sim 3\text{GeV}/\text{fm}^3$ ）可能超过了格点 QCD 给出的相变临界密度。该实验得到的若干间接信号（如奇异粒子增长、 J/Ψ 反常压低、低质量轻子对增长）表明，在碰撞过程中可能已经形成了夸克物质。然而遗憾的是，至今还很难完全排除这些实验信号是强子间复杂的相互作用所致的可能性；因此还不能完全肯定 SPS 已经产生了夸克物质相。欧洲核子中心的 SPS 实验现在已停止运行，该中心正计划和建造 TeV 量级的 LHC 实验。另外，美国布鲁海文国立实验室目前正在进行着 RHIC 实验。RHIC 和 LHC 实验有望测量得到反映夸克物质存在的某些直接信号（如夸克物质发出的电磁辐射），因而给出夸克物质存在与否的较明确的实验结论。

未来若能确认实验室产生出了夸克物质,这对于强作用基本理论(QCD)而言将具有重要意义。同时,相关研究还可望能够进一步回答若干粒子物理的基本问题,如真空的本质、色禁闭的物理根源、质量的起源,等等。

二、奇异星:天然的夸克物质?

另一种可能出现夸克解禁的天然场所是在恒星演化终结的致密残骸内部。

在20世纪二三十年代,Chadwick发现了中子后不久,Landau就推测一种主要由中子构成的星体;后称为“中子星”。1934年,Baade和Zwicky进一步明确地指出,中子星有可能在超新星暴发过程中产生。然而,1939年Oppenheimer和Volkoff的计算表明,中子星的质量不能太大。中子星质量上限大约与太阳质量相当,而半径却只有10千米左右。如果假设中子星的热辐射主要在光学波段,由于它的半径太小,当时世界上最大的光学望远镜也很难发现。至此,有关中子星的研究开始“降温”。这种状况一直持续到1967年,该年Bell和Hewish发现了射电脉冲星。从质量、半径、自转周期等方面的考虑,一般相信脉冲星很可能就是理论上预言的中子星。然而在80年代,随着描述强子结构的夸克模型的发展,人们又提出了脉冲星是由奇异夸克物质组成的可能性(即“奇异星”);因为奇异星也能够拥有与中子星相近的质量和半径。

奇异星的形成需要有两个必要条件:①致密残骸内部的密度和温度能够达到夸克解禁闭的临界值;②大块的奇异夸克物质是最稳定的。对于第一个条件,格点QCD已给出的夸克解禁密度($\sim 1\text{GeV}/\text{fm}^3$)不能适用于研究具有高重子化学势(μ_B)的致密星。对于 $\mu_B \neq 0$ 的情形,因相互作用的复杂性,目前还不能通过做格点QCD计算来给出夸克解禁的临界温度和密度。不过,我们还是可以对致密星中相变临界密度做如下一种简异估计:核子在数密度大于 $\sim (4\pi R_N^3/3)^{-1}$ 情况下将互相重叠;取核子特征半径 $R_N = 1\text{fm}$,此密度(约为 $0.24\text{fm}^{-3} = 224\text{MeV}/\text{fm}^3$)不足核物质密度的两倍。因此,当物质密度高于两倍核物质密度时强子的核边界很可能会消失,从而使得夸克解禁闭,最终形成夸克物质。因中子星中心密度一般大于三倍核物质密度,所以人们较普遍地认为中子星核心可能存在夸克物质。

对于第二个条件,目前还不能从QCD的第一性原理论证它能否满足;但种种迹象表明它很可能是允许的。核子中解禁出来的夸克只有上、下两味,它们的费米能可达到 500MeV ,超过奇异夸克的禁止质量(约 150MeV)。夸克味在弱作用下可以不守恒;两味夸克物质通过弱作用将最终转变成三味奇异夸克。这样,在两味夸克物质中引入新的奇异夸克自由度,就有可能降低系统的总能量。实际上,基于强作用唯象模型(口袋模型)的计算也表明,大块奇异夸克物质在很大的强作用参数空间内确实是稳定的。

有了这两个条件,奇异星才可能通过暴发过程产生。奇异物质的形成过程可以分成两步:①正常核物质在强作用时标($\sim 10^{-23}\text{s}$)内解禁闭而形成两味夸克物质;②在弱作用时标($\sim 10^{-8}\text{s}$)内,解禁的夸克之间通过弱作用达到化学平衡,形成三味的奇异夸克物质。由于第二步将释放大能量,核物质很可能通过超声速爆轰模被奇异化;最终形成奇异星。

类似于中子星, 奇异星也有质量上限, 并且与中子星质量上限相近。处于质量极限附近的中子星和奇异星的半径无明显差别。这些给观测上区分中子星和奇异星带来了困难。然而, 奇异星与中子星的结构特征还是有些差别的。① 具有大约(或小于)1.4倍太阳质量的奇异星内部的密度分布基本上为常数, 其中心密度不到表面密度($\sim 4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$)两倍, 且表面密度在约1费米的尺度上迅速降至零; 而一般中子星中心密度为内壳层密度的十倍以上, 且密度在约300米厚的外壳层和大气层中逐渐降至零。② 因奇异星内部密度近似均匀分布, 其质量 M 与半径 R 之间存在近似关系: $M \propto R^3$; 而对于中子星, 其相应的近似关系却截然不同, 为 $M \propto R^3$ 。③ 与中子星的表面相比, 奇异星的夸克表面除了密度特性不同外, 电学特性也不一样。由于奇异夸克质量大于上、下夸克质量, 处于弱作用平衡的奇异夸克物质中奇异夸克数目相对较少, 而上、下夸克数目几乎相等。因此, 为了保持整体电中性, 奇异夸克物质还含有少量电子。因夸克是由强作用和电磁作用束缚的, 而电子只由电磁作用束缚(其束缚能力远小于强作用力), 所以在夸克表面, 电子的分布要比夸克弥散。这样, 在夸克表面就不存在电中性。计算表明, 夸克表面存在 $\sim 5 \times 10^{17} \text{ V/cm}$ 的电场, 并随高度的增加而降低; 在 ~ 1000 费米高处此电压与异极感应电压($\sim 10^{11} \text{ V/cm}$)相当。

若只满足解禁条件, 中子星核心也可能存在夸克物质(称为混杂星); 但这个夸克相的观测表现是间接的。然而, 若能确认奇异星的存在, 这将比较明确地支持存在天然夸克物质的结论。特别是, 若能寻求到裸露夸克表面存在的确切信息, 我们就得到了天然夸克物质存在的直接证据。

三、发现奇异星的可能途径

关于自然界中存在的脉冲星类天体是中子星或奇异星, 不外乎四种可能性: ① 它们都是中子星; ② 部分是中子星, 其余为奇异星; ③ 它们都是奇异星; ④ 部分或所有的这类天体既非中子星, 亦非奇异星。若只有前3种可能性, 一个极其重要的课题是如何确认一颗脉冲星类天体是中子星还是奇异星, 即怎样观测区分中子星和奇异星。这是奇异星观测认证的中心问题。本文不讨论第4种可能性。

早先的研究认为奇异星的中微子发射率要比中子星高, 同龄的奇异星温度因而比中子星低; 似乎可以通过测量天体表面的热温度来区分它们。然而进一步的研究表明, 中子星和奇异星的热演化只在诞生后约30年内才可能有较明显的差别; 这使得几乎不可能通过测定热温度来鉴别它们。下面着重介绍作者认为较有希望发现奇异星的三种途径。

(1) 粘滞性差异。奇异夸克物质的体粘滞系数比中子物质高, 因而奇异星能够比中子星自转得更快。任何由无粘滞介质组成的旋转天体都存在旋转模不稳定性。该不稳定性的发生将导致引力辐射, 带走自转角动量和自转能, 最终使得天体自转减慢。组成实际天体的介质或多或少地存在粘滞性, 因此它们都有一定抑制旋转模发生的能力。定性地讲, 粘滞度愈高, 天体抑制旋转模的能力愈强, 因而天体可能拥有的最大自转速率也就愈大。王青德和陆埏的计算发现, 对于体积变化时标与弱作用弛豫时标相近的奇异夸克物质, 密度的变化引起的非轻子反应过程($ud \leftrightarrow us$)将导致振荡能的耗散。据此结论而计算得到的奇异夸克物质的体粘滞系数明显大于中子物质的值。基于这一事实, Madsen认为中子物质

和奇异夸克物质粘滞性的差异可以表现在中子星和奇异星可能拥有的最大自转速率上。通过比较这两种物质的剪切粘滞系数和体粘滞系数, Madsen 发现, 新形成的奇异星能够具有小于 3~5 毫秒的自转周期, 而新形成的中子星则不能。若发现一颗周期为 1 毫秒左右的正常脉冲星(即非吸积再加速形成的毫秒脉冲星), 这颗脉冲星很可能就是奇异星。最近有人宣称在超新星 SN1987A 暴发的位置发现了一颗周期为 2.14 毫秒的光学脉冲星。若此发现能够被进一步证实, SN1987A 的残骸可能不是中子星而是奇异星。

(2) 质量—半径关系。因奇异星的质量—半径($M-R$)关系与中子星的明显不同, 所以通过测量脉冲星的 $M-R$ 关系有可能区分中子星和奇异星。一方面, 理论上根据奇异夸克物质和中子物质的各种状态方程, 通过数值积分 TOV 方程, 可以得到不同的状态方程所对应的 $M-R$ 关系。另一方面, 对于吸积 X 射线脉冲星, 其吸积盘内半径必然大于其本身半径, 且小于共转半径。这些限制使得观测上能够给出吸积脉冲星的质量和半径的可能存在区域(此区域又称为观测上确定的 $M-R$ 关系)。李向东等人将观测给出的 $M-R$ 关系与理论计算得到的关系作对比发现, 对于某些吸积 X 射线脉冲星(如 SAX J1808.4-3658), 据奇异夸克物质状态方程算得的 $M-R$ 关系倾向于与观测吻合。因此, 他们认为这些吸积脉冲星可能是奇异星。然而 Glendenning 认为, 此方法不能完全排除这些吸积脉冲星是中子星的可能性。

(3) 表面特征。目前文献中讨论的奇异星分两种: 带壳奇异星(一般就称为“奇异星”)和裸奇异星。早先普遍认为一些可能为奇异星的天体(如射电脉冲星)是带壳奇异星。然而我们的研究表明宇宙中现存的奇异星很可能是没有壳层的, 即裸奇异星。裸奇异星与中子星的表面截然不同, 因此可以利用这一差别来证认奇异星的存在。据研究, 我们认为目前可能有三类裸奇异星存在的迹象。① 夸克表面的粒子束缚能几乎无穷大, 因此裸奇异星一定存在 Ruderman-Sutherland (RS) 型真空放电过程。然而大量的计算表明, 中子星表面的粒子束缚能一般不足够高到形成这种过程。而在观测上, RS 模型在解释不少射电脉冲星观测事实方面却是很成功的(如漂移子脉冲现象)。如果认为(至少部分)射电脉冲星是裸奇异星, 这一矛盾就很容易解决。② 裸奇异星表面的某些能量释放过程(彗星类天体撞击或磁重联)能够较自然地解释软 γ 重复暴发源的极超 Eddington 辐射(例如 SGR 0526-66 在 1979 年 3 月 5 日暴发的峰值流量比 Eddington 光度高七个量级, 要求中子星表面具有 $\sim 10^{17} \text{G}$ 的磁场, 远强于临界磁场)。③ 裸奇异星的表面和磁层中不存在原子或离子, 所以不可能产生原子能级跃迁或质子回旋谱线。而目前不少中子星大气辐射传能数值计算却给出谱线辐射特征。最近 Chandra 和 XMM 卫星在 X 射线波段观测了八颗脉冲星类天体, 发现都没有谱线辐射特征。这暗示它们很可能是裸奇异星。新发现 1E 1207 这颗星的 0.7 和 1.4keV 两条吸收线很可能是强磁场中 Landau 能级间的回旋谱线。

四、结论

目前人们正试图从粒子物理实验和天体物理观测两方面搜寻夸克物质。尽管已经取得了若干有意义的进展, 但尚未最后成功。这是 21 世纪粒子物理和天体物理学家所共同面临的一个挑战。

强作用是人类了解较缺的一种基本相互作用。无论是在实验室还是在天空中发现夸克

物质,对于我们更好地理解强作用都是有极其重要的意义的。随着实验室内更高能重离子碰撞机的运行,以及性能更好的空间天文望远镜升空对脉冲星类天体的进一步观测,相信在我们进入 21 世纪不久就可能对强作用的理解迈上一个新的台阶。

同时,脉冲星也是非常值得人们研究的一类天体。已有两次诺贝尔物理学奖授予直接从事脉冲星研究的学者。相信,对于脉冲星进一步研究还将会帮助我们理解更多的自然界的秘密。我国学者研究脉冲星的起步约晚了十年,但也在特定的条件和环境下取得了可喜的进步。值得注意的是,除了理论研究,我国的脉冲星实测研究亦已起步。今后有关脉冲星理论和观测研究的主旋律之一将是探讨和研究脉冲星的本质:它们到底是中子星还是奇异星?

奇异星体粘滞与极限旋转周期

郑小平 杨书华

(华中师范大学物理系 武汉 430079)

摘 要 评述了奇异夸克物质粘滞系数研究的进展,给出了相互作用夸克气非轻子弱作用的体粘滞系数,提高了奇异星的极限旋转速度,理论上推测有可能观测到比 1.56msec 更快的脉冲星,还有可能探测色超导。

探测并证认奇异星是核物理和天体物理学中的极大挑战。自 1984 年 Witten 的计算证明奇异夸克物质可能是绝对稳定态或亚稳态以来,人们有理由相信脉冲星全部或部分为奇异星,这使传统的中子星理论受到挑战。一个重要的课题立即摆在我们面前:如何判断脉冲星是中子星还是奇异星。对这一问题的解决目前期望的主要途径有:由质量半径关系差异区分中子星和奇异星;比较中子物质与奇异物质的粘滞耗散,获得极限脉冲周期差异;比较中子星与奇异星热演化;从中子星与奇异星不同的表面特征获取它们的信息(Xu, Zhang & Qiao, 2001)等。本文将通过讨论奇异物质的粘滞性质来分析极限脉冲周期以及观测到的快速旋转脉冲星数据。

无粘滞旋转天体普遍存在 r -模不稳定性,它导致引力辐射使天体转动减速。实际上,构成天体的任何物质都有一定的粘滞性。粘滞耗散与引力辐射激发的竞争最终决定了天体的极限旋转速度。在致密星(中子星或奇异星)中,粘滞耗散对 r -模的抑制作用是极其重要的。1984 年王青德和陆垓(1984)发现由于弱作用过程 $u + d \leftrightarrow u + s$ 使得奇异夸克物质产生重要的体粘滞,尔后 Madsen (1992) 计算表明相对于强子物质,奇异夸克物质有更高的粘滞性。

考虑完全自由的简并 Fermi 气系统在零温近似下

$$n_d = \frac{\mu_d^3 v}{\pi^2}, \quad n_s = \frac{(\mu_s^2 - m_s^{*2})^{\frac{3}{2}} v}{\pi^2}. \quad (1)$$

其中, n_d , n_s 分别为 d , s 夸克单位质量的数密度, v 为单位质量的体积, m_s 为 s 夸克的质量, μ_d , μ_s 分别为 d , s 夸克的化学势。 $u + d \leftrightarrow u + s$ 净反应率由 Heiselberg et al. (1991) 给出,这样得到奇异物质的体粘滞系数为 (Madsen, 1992)

$$\zeta = -2 \left(\frac{v_0}{\Delta v} \right) \left(\frac{\tau}{2\pi} \right) \frac{m_s^2}{3\mu_d v \tau} \times \int_0^\tau dt \left[\int_0^t \frac{dn_d}{dt} dt \right] \cos \left(\frac{2\pi t}{\tau} \right) \quad (2)$$

其中 τ 为振动模式的周期, $\frac{dn_d}{dt}$ 可由反应率方程和 $\delta\mu = \mu_s - \mu_d$ 联立求解给出。 ζ 的数值

结果由图 1 虚线给出 ($m_s = 80\text{MeV}$, $\mu_d = 470\text{MeV}$, $\tau = 0.001\text{s}$)。在线性近似下 ($2\pi T \gg \delta\mu$), 解析结果为

$$\zeta = \frac{\alpha T^2}{\omega^2 + \beta T^4} \left\{ 1 - [1 - \exp(-\beta^{1/2} T^2 \tau)] \frac{1}{\beta T^4 + \omega^2} \frac{2}{\tau} \beta^{1/2} T^2 \right\}, \quad (3)$$

$$\alpha = 9.39 \times 10^{22} m_s^4 \mu_d^4 \text{gcm}^{-1} \text{s}^{-1},$$

$$\beta = 7.11 \times 10^{-4} \mu_d^2 (1 + m_s^2 / 4 \mu_d^2)^2 \text{s}^{-2}.$$

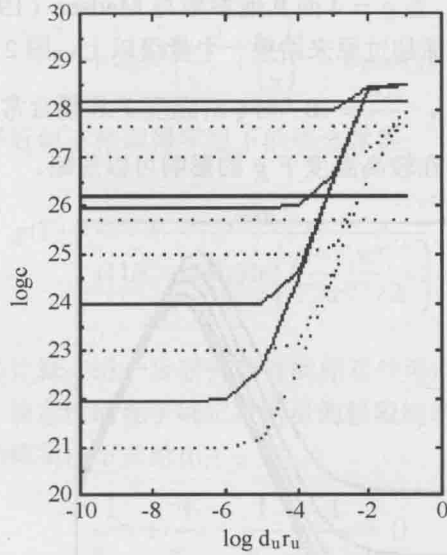


图 1 在 $\tau = 0.001\text{s}$, $m_s = 80\text{MeV}$, $\mu = 470\text{MeV}$ 时的体粘滞系数, ζ 和 T 的单位分别为 $\text{gcm}^{-1} \text{s}^{-1}$ 和 MeV 。两组图线都从下到上依次对应于温度 10^{-5} , 10^{-4} , 10^{-3} , 1 , 10^{-2} , 10^{-1} MeV

但是, 实际的夸克系统不可能是简单的自由 Fermi 气, 夸克之间存在重要的强相互作用过程。在有限密度下, 强相互作用非常复杂, 甚至包含 QCD 的非微扰过程 (Lévai, Heinz, 1998)。可是我们可以把大部分强相互作用归到夸克屏蔽效应中去, 这样就可以采用一种准粒子描述下的自洽热力学研究系统的状态 (Schertler 等, 1997), 考虑一个准粒子系统, 其有效哈密顿为

$$H_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^n \sum_k \sqrt{\vec{k}^2 + m_i^{*2}(\mu)} n_k + B^* V \quad (4)$$

其中由 QCD 热场动力学可给出 (Manuel, 1996)

$$m_q^* = \frac{g\mu_q}{\sqrt{6}\pi} \quad (q = u, d) \quad m_s^* = \frac{m_s}{2} + \sqrt{\frac{m_s^2}{4} + \frac{g^2 \mu_s^2}{6\pi^2}}$$

因而可以推得

$$n_i = \frac{1}{\pi} (\mu_i^2 - m_i^{*2})^{\frac{3}{2}} v \quad (5)$$

经计算获得

$$\zeta = -\frac{1}{\pi v} \left(\frac{v}{\Delta v} \right) \frac{1}{3} \left(\frac{k_{Fd}^2}{C_d} - \frac{k_{Fs}^2}{C_s} \right) \int_0^\tau dt \left[\int_0^t \frac{dn_d}{dt} dt \right] \cos \frac{2\pi t}{\tau} \quad (6)$$

其中

$$C_i = \mu_i - m_i^* \frac{\partial m_i^*}{\partial \mu_i}$$

与以前研究不同, 这一结果不仅依赖夸克的化学势 μ_i , 而且依赖夸克间强相互作用耦合常数 g 。在图 1 中 (实线), 当 $g=4$ 而其他参数与 Madsen (1992) 相同时其结果显示考虑夸克间相互作用后, 体粘滞超过原来结果一个量级以上。图 2 给出了在 $m_s = 150\text{MeV}$, $\mu_d = 470\text{MeV}$, $\tau = 0.001\text{s}$, $\frac{\Delta v}{v} = 10^{-4}$ 时 ζ 对温度 T 和耦合常数 g 的依赖。在较低温度下, g 的效应十分重要, 而在较高温度下 g 的影响可以忽略。

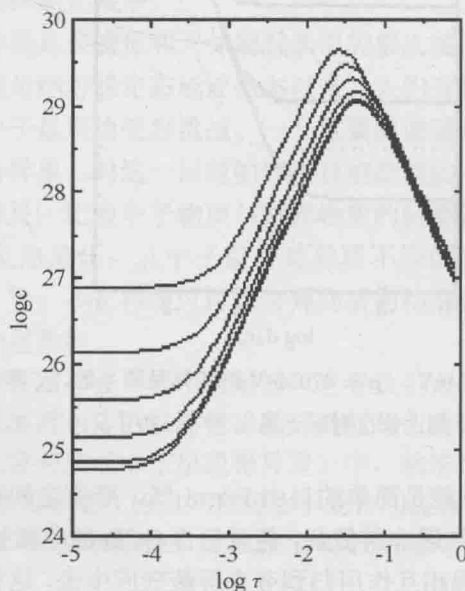


图 2 $m_s = 150\text{MeV}$, $\mu_d = 470\text{MeV}$, $\tau = 0.001\text{s}$, $\frac{\Delta v}{v} = 10^{-4}$ 时体粘滞系数, ζ 和 T 的单位分别为 $\text{gcm}^{-1}\text{s}^{-1}$ 和 MeV 。图中曲线从下到上对应与于: $g=0$, 1, 2, 3, 4, 5 在 $2\pi T \gg \delta\mu$ 时, 我们的结果为 (Zheng et al., 2002)

$$\zeta = \frac{\alpha^* T^2}{\omega^2 + \beta^* T^4} \left\{ 1 - [1 - \exp(-\beta^{*1/2} T^2 \tau)] \frac{1}{\beta^* T^4 + \omega^2} \frac{2}{\tau} \beta^{*1/2} T^2 \right\} \quad (7)$$

其中

$$\alpha^* = 9.39 \times 10^{22} \mu_d^5 \left(\frac{k_{Fd}^2}{C_d} - \frac{k_{Fs}^2}{C_s} \right)^2 \text{gcm}^{-1}\text{s}^{-1}$$

$$\beta^* = 7.11 \times 10^{-4} \left[\frac{\mu_d^5}{2} \left(\frac{1}{C_d k_{Fd}} + \frac{1}{C_s k_{Fs}} \right) \right]^2 \text{s}^{-2}$$

事实上,由有限温度下重整化群知道,耦合常数不是独立的参量而是随化学势 μ 跑动的。可是,格点 QCD 在有限密度下的计算是困难的,我们无法得到确切依赖 μ 的跑动耦合常数 $g(\mu)$,惟一能获得的是零密度下的耦合常数

$$g(T) = \frac{48\pi^2}{(11N_c - 2N_f) \ln \left(\frac{T + T_s}{T_c / \lambda} \right)} \quad (8)$$

不过,在准粒子描述系统中,已有人在等效热力学近似下得出(Peshier, Kämpfer, Soff, 2000)

$$cT^4 + 2cT^2 \left(\frac{\mu}{\pi} \right)^2 + \left(\frac{\mu}{\pi} \right)^4 = \text{const}(g) \quad (9)$$

于是,我们可以在准粒子近似下推理得零温下的耦合常数

$$g(T) = \frac{48\pi^2}{(11N_c - 2N_f) \ln \left(\frac{\mu + T_s \pi c^{1/4}}{T_c \pi c^{1/4} / \lambda} \right)} \quad (10)$$

从而我们可以重复前面的计算,进一步研究夸克间相互作用对体粘滞的影响。

用粘滞耗散与 r-模不稳定性的竞争确定致密星的极限旋转是研究粘滞系数的重要目标之一。致密星的临界转动频率由下式给出

$$\frac{1}{\tau_{gw}} + \frac{1}{\tau_{sv}} + \frac{1}{\tau_{bv}} + \frac{1}{\tau_{sr}} = 0 \quad (11)$$

τ_{gw} 为引力波辐射导致能量损失的特征时标, τ_{sv} 和 τ_{bv} 分别为剪切粘滞和体粘滞对 r-模的阻尼时标, τ_{sr} 为带有固体外壳致密星的表面摩擦对 r-模的耗散时标。

起初, Lindblom 等 (1998), Andersson 等 (1999) 以及 Lindblom 和 Mendell (2000) 计算发现在几乎所有旋转脉冲星中引力辐射激发超过了强子物质 (非超流和超流) 粘滞耗散。因此,预期新生脉冲星 (LXMBs) 和毫秒射电脉冲星 (MSPs) 都是 r-模不稳定的。不过,当 Bildsten 和 Ushmirsky (2000) 和 Andersson 等 (2000) 考虑带有一个固体外壳中子星时,边界层所具有的巨大摩擦使得 LMXBs 和旋转最快的脉冲星 (B1937+21, B1957+20) 处于 r-模稳定区。

然而 Madsen (2000) 认为,由于奇异夸克物质比强子物质有大得多的体粘滞性,也许裸奇异星解释已有的脉冲星观测数据比带壳层的中子星更为方便,如果猜测正确的话,还有可能探测色超导信息。

对于一个裸的奇异星,显然 $\frac{1}{\tau_{sr}} = 0$ 。由于考虑的奇异星几乎是常数密度,可采用小指数多方状态方程[Kokkotas 等 (1999), Lindblom 等 (1999)], 那么引力辐射时标 [$n = 1(0)$] 为

$$\tau_{gw} = -3.26(1.57)s(\pi G \bar{\rho} / \Omega^2)^3 \quad (12)$$

夸克间散射 (Heiselberg 和 Pethick (1993)) 产生的剪切阻尼时标为

$$\tau_{sv} = 5.37(2.40) \times 10^8 s (\alpha_s / 0.1)^{5/3} T_9^{5/3} \quad (13)$$

T_9 指以 10^9 K 为单位的温度, $\alpha_s (= \frac{g^2}{4\pi})$ 为强相互作用耦合常数, 一般取 $\alpha_s = 0.1$ 。在

$T < 10^9$ K 时, 体粘滞系数取低温极限; 则体粘滞阻尼时标为

$$\tau_{bv} = 0.886 s (\pi G \bar{\rho} / \Omega^2) T_9^{-2} m_{100}^{-4}. \quad (14)$$

m_{100} 是以 100 MeV 为单位的 s 夸克质量。把这些代入 (11) 可获得奇异星随温度 T 而变的临界旋转频率, 图 3 (虚线, 参数 $M = 1.4 M_{sun}$, $R = 10$ km, $m_{100} = 2$) 显示在 $10^5 - 10^7$ K 区域, 临界频率最低点为 2.5~3 msec, 因而 Madsen (2000) 认为脉冲星应该处于 2.5~3 msec 周期附近的区域, 这 and 已有的观测数据是相容的。

现在考虑夸克间相互作用所导致的奇异夸克物质体粘滞系数的增长, 则新的体粘滞耗散时标比原来小的多。在参数 $g = 5$, $m_{100} = 2$, $\mu = 482$ MeV (对应于 $M = 1.4 M_{sun}$ 和 $R = 10$ km) 时, 为

$$\tau_{bv} = 2.44 \times 10^{-2} s (\pi G \bar{\rho} / \Omega^2) T_9^{-2} m_{100}^{-4}. \quad (15)$$

我们采用此时标计算的奇异星临界旋转频率对应于图 3 (非色超导) 和图 4 (二味色超导) 中的实线部分。在图 3 中, 我们看到临界曲线最低点为 1.7791 msec, 非常接近于两颗转速最快的脉冲星 (B1937+21, B1957+20) 1.5578 和 1.6074 msec 的周期, 或许我们的结果能说明为什么我们没能观测到更短周期的脉冲星。图 4 对于二味色超导星, 比较了我们和 Madsen (2000) 的结果 (虚线), 考虑夸克之间相互作用后的计算和观测数据完全相容, 而 Madsen (2000) 的结果显示二味色超导星的存在难于绝对确定。

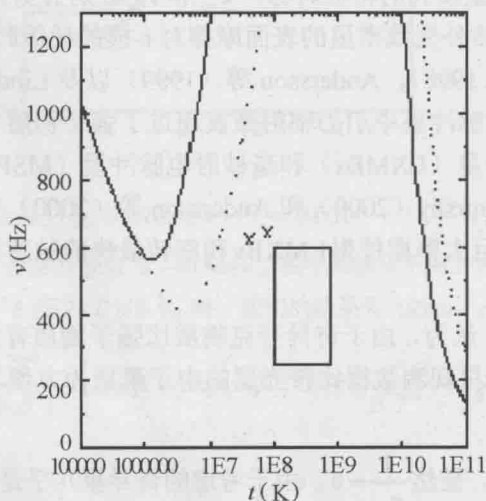


图 3 正常奇异星的临界旋转频率。方形区域表明 LMXBs 的位置, 两个叉对应于两颗最快的脉冲星

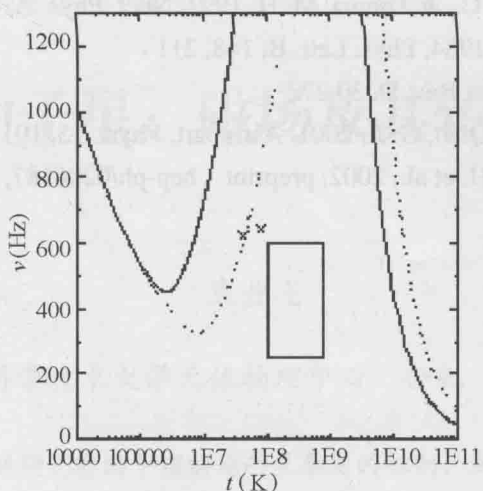


图4 二味色超导奇异星的临界旋转频率

最后我们作一小结。在本文中，我们讨论了奇异星的体粘滞系数及其对临界旋转速度的影响。考虑夸克间强相互作用可增大奇异夸克物质的粘滞系数，由此得到在 $10^5 \sim 10^7$ K 范围，周期小于 1.7791 msec 而不是 2.5~3 msec 的快速旋转脉冲星是 r-模不稳定的，这使得我们可以对脉冲星的观测数据做出新的解释。由于我们与 Madsen (2000) 结果在临界旋转频率最低点的差异，也许发现更短周期（甚至接近或低于 1 msec）脉冲星的概率将大大增加，还有可能探测到奇异星二味色超导的信息。

参考文献

- 1 Andersson, N., Kokkotas, K. D., & Schutz, B. F. 1999, ApJ, 510, 846
- 2 Andersson, N., & Jones, D. I. 2000, ApJ, 534, L75
- 3 Bildsten, L., & Ushomirsky, G. 2000, ApJ, 496, 915
- 4 Heiselberg, H., & Pethick, C. J. 1993, Phys. Rev. D, 48, 2916
- 5 Lévai, P., Heinz, U. 1998, Phys. Rev. C 57, 1879
- 6 Lindblom, L., Owen, B. J., & Morsink, S. M. 1998, Phys. Rev. Lett., 80, 4843
- 7 Lindblom, L., Mendell, G., & Owen, B. J. 1999, Phys. Rev. D, 60, 064006
- 8 Lindblom, L., & Mendell, G. 2000, Phys. Rev. D, 61, 104003
- 9 Kokkotas, K. D., & Stergioulas, N. 1999, A&A, 341, 110
- 10 Madsen, J. 1992, Phys. Rev. D, 46, 3290
- 11 Madsen, J. 2000, Phys. Rev. Lett., 85, 10
- 12 Manuel, C. 1996, Phys. Rev. D, 53, 5866
- 13 Peshier, A., Kämpfer, B., Soff, G., 2000, Phys. Rev. C, 61, 045203

- 14 Schertler, K., Greiner, C., & Thoma, M. H. 1997, Nucl. Phys. A, 616, 659
- 15 Wang, Q. D. & Lu, T. 1984, Phys. Lett. B, 148, 211
- 16 Witten, E. 1984, Phys. Rev. D, 30, 272
- 17 Xu, R. X., Zhang, B., Qiao, G. J., 2001, Astropart. Phys., 15, 101
- 18 Zheng X. P., Yang, S. H. et al., 2002, preprint hep-ph/0206187, to appear in Phys. Lett. B

新生中子星：磁场及其转动效应

袁业飞

(中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026)

摘 要 对新生中子星的研究有助于理解超新星爆发的机制、黑洞的形成以及中子星的演化。本文简洁地评述了新生中子星的诞生和演化过程以及磁场对理解新生中子星物理特性的作用。在相对论平均场理论的框架下讨论了磁场对中微子囚禁的核物质的影响。在本文中，我们主要提出了在中微子扩散过程中，中子星内部的结构发生变化甚至相变到夸克物质，星体的转动惯量随之减少，最终将影响中子星自转周期的演化，甚至导致自转加快。因此我们可以通过中子星自转周期时间结构的研究来研究新生中子星早期中微子的扩散过程。

一、超新星暴发

超新星暴发是宇宙中剧烈的天文现象，它对理解宇宙的动力学演化有着极其重要的意义。虽然人类对超新星的观测已经有几千年的历史，但是人们对超新星研究中的一些基本问题还很不清楚。天文学家从观测上根据有没有氢线来划分超新星，没有氢发射线的是 I 型超新星；否则就是 II 型超新星。目前一般认为，一颗初始质量小于 $8 M_{\odot}$ 的恒星在其演化的晚期生成一个碳—氧白矮星，如果该致密星处在一伴星为恒星的双星系统中，由于白矮星的强大引力作用，它会不断从其伴星吸积物质一直达到 Chandrasekhar 极限，在随后的压缩和加热过程中，达到了碳—氧热核反应的温度，于是白矮星发生爆炸，没有留下任何天体^[1]。这就是 Ia 型超新星的暴发机制。抛射物质中富含重元素，尤其是放射性的 ^{56}Ni ，在其最终衰变成稳定的 ^{56}Fe 的过程中，在月的量级上为 Ia 型超新星提供光度。

II 型超新星起源于大质量 ($>8 M_{\odot}$) 恒星的演化并和中子星的诞生紧密地联系在一起。一颗大质量恒星在经过一系列从氢燃烧、氦燃烧、碳燃烧、氧燃烧和硅燃烧的热核燃烧阶段之后，中心形成铁核，外层形成硅氧氦氢类似洋葱头的结构。如果铁核的质量超过 Chandrasekhar 极限，电子简并压不足以抵抗引力作用，铁核会急速塌缩并释放出大量的能量，最终铁核解离成核子，由于电子的巨大简并压，大部分解离成的质子会吸收电子变成中子，并释放大量的中微子。起初人们认为回落物质遇到不可压缩的中心新生的中子星反弹形成的冲击波驱动了超新星暴发。进一步的研究表明，激波加热使得原子核解离成核子以及中微子的辐射消耗掉了激波的大部分能量，10~20 ms 之后，在距离核区约

100~200 km 的地方, 激波就停止了! 那么超新星重新暴发的机制是什么? 还有超新星暴发的不对称的起源是什么? 由于在中子星的形成过程中, 释放的引力能 99% 以中微子的形式辐射, 因此, 这些问题很可能与中微子有关, 中微子可能最终驱动了超新星的暴发^{[2][3]}。

二、新生中子星

形成于引力塌缩之后的红巨星核的新生中子星它的演化过程可以分为几个相对独立的过程。① 在核发弹之后及激波在早期中子星中传递的过程中, 中心有一个 $0.5 \sim 0.7 M_{\odot}$ 的低熵区域, 中微子则被捕获在这个区域。该区域被一个的密度, 高熵的外幔所包围; ② 在 0.5 秒的时标内, 外幔的中微子核和轻子的失去使得压强降低, 导致在此时标内幔层的塌缩。如果有足够的物质被吸积, 这些富轻子的物质就会超过临界质量而塌缩成黑洞; ③ 第三个阶段是由于中微子囚禁造成的退轻子以及核区加热主导。中微子—核子吸收反应会使中微子的逃逸时标达到 $10 \sim 15$ s。核区重子的比熵最高可达到 2 (以玻尔兹曼常数为单位)。核区有中微子囚禁时, 超子、夸克等奇异粒子出现的密度阈值会增加, 状态方程会变硬。也就是说, 在中微子逃逸之后也可能形成黑洞; ④ 随后中子星开始冷却。由于中子星的熵很高, 因而产生大量的中微子。这时中微子的平均自由程很短, 导致时标变长。在大约 50 秒左右中子星才变得对中微子透明, 核区最后冷却; ⑤ 中微子透明之后, 核区继续冷却, 但中子星的壳层由于对中微子的低透明度而冷却较慢。幔层作为一个绝热层防止中子星达到最终的热平衡, 并保持表面相对较高达 100 年以上; ⑥ 最后, 幔层中贮存的能量释放完全之后, 中子星达到热平衡^[4]。

三、状态方程

1. 平衡条件

类似于普通中子星的平衡条件, 新生中子星的内部结构由电中性和化学平衡条件决定。不同的是, 在中微子的囚禁的系统中, 化学平衡可以表示为 $\mu_i = b_i \mu_n - q_i (\mu_l - \mu_{\nu_i})$, 这里 μ_i 是第 i 个重子的化学势, b_i 表示重子数, μ_n 为中子的化学势, q_i 为电荷, μ_l 为轻子的化学势 ($l = e, \mu^-$) 以及中微子的化学势 μ_{ν_i} 。由于中微子囚禁, 轻子的数密度与重子的数密度之比,

$$Y_l = Y_l + Y_{\nu_l} = \text{const.} \quad (1)$$

对白矮星核区的引力塌缩计算出在中微子囚禁开始时, $Y_{Le} = Y_e + Y_{\nu_e} \approx 0.4$, 精确值依赖于电子捕获过程的效率。由于中微子囚禁时并没有 μ 子的存在, 因此, $Y_{L\mu} = Y_{\mu} + Y_{\nu_{\mu}} = 0$ ^[4]。

2. 相对论性的场方法

我们采用相对论性的场方法描述核物质。相对论平均场理论提供了对有限核和核物质整体特性的实际描述。除了它在低能物理现象上的成功之外, 为了得到核物质的状态方程,

这些模型经常被外推到极高密度和温度区域。在我们的讨论中，核区的组分由八重态重子（ $n, p, \Lambda^0, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^0, \Xi^-$ ）和介子（ σ, ω, ρ ）组成^{[5][6][7]}。取与文献^[5]中一致的模型参数，我计算了无中微子囚禁和中微子囚禁时（ $Y_{le}=0.4$ ）中子星的内部结构，图 1 和图 2 显示了各种组分相对于重子数密度（ n_B ）的密度比随着 n_B 的变化；图 3 和图 4 计算了致密星的整体特性（质量、转动惯量等）。详细的说明见后。

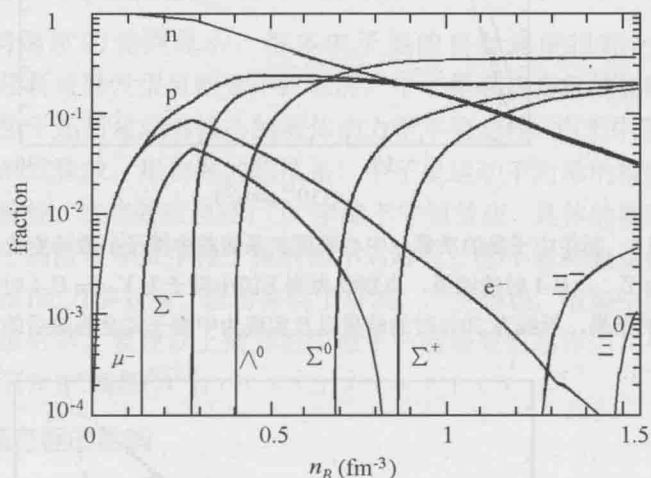


图 1 无中微子囚禁时处于 β 平衡的核物质中各种组分相对于重子数密度(n_B)的密度比随着 n_B 的变化

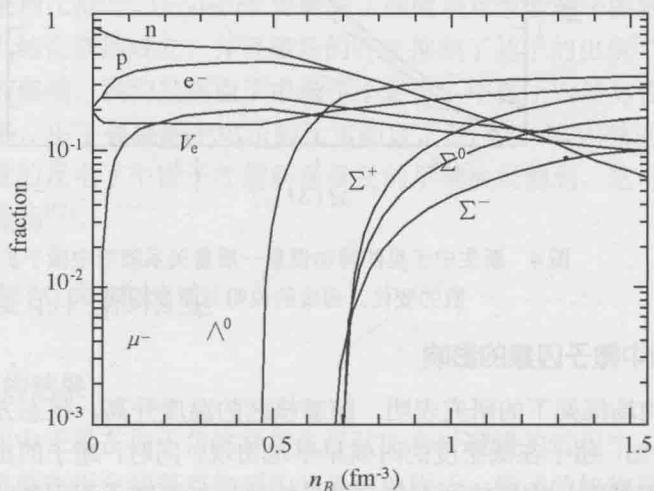


图 2 中微子囚禁时（ $Y_{le}=0.4$ ）处于 β 平衡的核物质中各种组分相对于重子数密度（ n_B ）的密度比随着 n_B 的变化

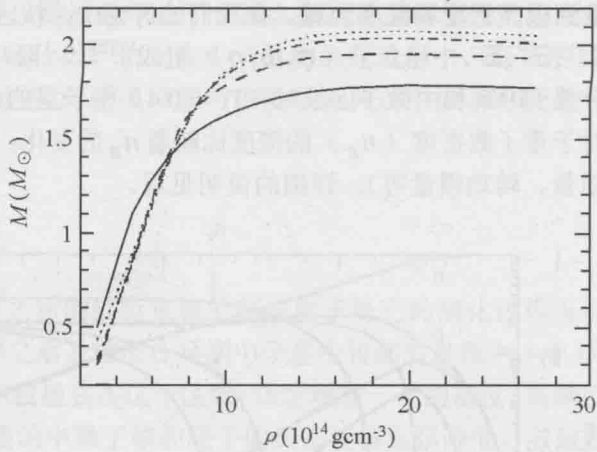


图3 新生中子星的质量—中心密度关系随着中微子扩散的变化。点线为 $Y_{Le} = 0.4$ 时的结果，点划线为剩下的中微子为 $Y_{Le} = 0.4$ 时 60% 的结果，折线为 20% 时的结果以及实现为中微子完全逃逸后的结果

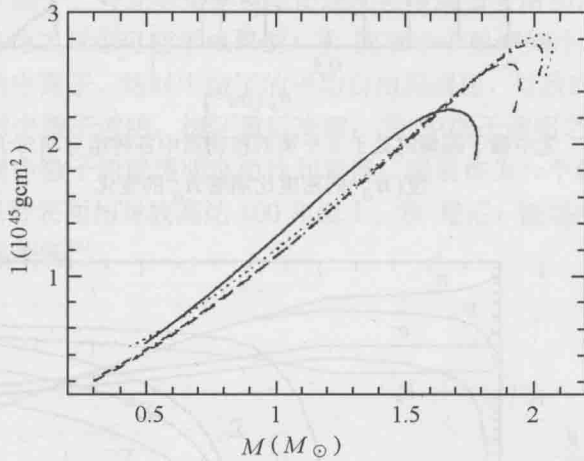


图4 新生中子星的转动惯量—质量关系随着中微子扩散的变化。曲线的说明与图3 相同

3. 热效应和中微子囚禁的影响

在相对论平均场框架下的研究表明，随着核区的温度升高，状态方程变硬，中子星的最大质量 M_{\max} 增加，超子在低密度的时候早早地出现，同时，超子的出现使得核区的温度下降。在中微子囚禁时，如果核区不包含奇异物质，与中微子不囚禁时相比，则状态方程变软， M_{\max} 下降，核区存在奇异物质时， M_{\max} 则上升（见图 3），也就是说新生中子星在中微子逃逸之前只是暂时处在亚稳态，随着中微子的扩散，它可能变得不稳定，最终塌缩成黑洞^[4]。

4. 超子与夸克物质的混杂相

总体来说，多余成分的出现降低了系统的费米能使得状态方程变软。普通核子与夸克

物质的混杂相相比，超子的出现和中微子囚禁抑制了夸克相的出现，增加了系统的压强。温度不为零时，相变密度下降，状态方程变软。在夸克相存在时，依然存在亚稳态^[8]。

五、磁场的影响

1. 中子星运动不对称性的起源 (Kick velocity)

对脉冲星空间速度的观测显示，很多中子星的自行速度很高，有的甚至超过了 1000km/s，这表明超新星暴发很可能是不对称的。中子星高速自行的起因仍然是个谜。有理论认为它可能产生于超新星塌缩核心的流体动力学不稳定性。由于中子星 99% 的引力束缚能是以中微子的形式释放，很自然的想法是，中子星运动不对称的根源来自在强磁场中中微子辐射的不对称性。这些效应包括：① 宇称不守恒效应。具体的物理过程是中微子和在磁场中的极化核子的散射导致中微子辐射的不对称性；② 不对称磁场的分布影响中微子辐射效率；③ 磁场的动力学效应。磁场抑制了对流，产生暗斑。暗斑中的中微子辐射率要低于平均的中微子辐射率。要使以上提到的中微子—磁场效应起作用，要求新生中子星的内部磁场强度要达到 $\geq 0^{15}$ 高斯^{[9][10]}。

2. 磁场对状态方程的影响

磁场的存在会降低带电粒子的费米能，例如降低了质子的费米能，使得大量中子向质子转变，导致质子的数密度大大增加并使状态方程变软^{[11][12]}。如果考虑核子的反常磁矩，在 $B > 10^{18}$ 高斯时，磁矩引起的状态方程变硬效果开始可以与由于 Landau 能级效应引起的状态方程变软的效果相比拟^[13]。Broderick 等研究了强磁场对包含超子的致密核物质整体特性的影响，发现以上结论依然成立，并且磁场的存在抑制了超子的出现^[14]。我们考察了强磁场对新生中子星的影响，我们发现由于中微子不带电，中微子囚禁与否对中子星的状态方程影响不大。但是，由于强磁场中电子的比重超过了 $Y_e = 0.4$ ，囚禁的电子中微子应为反中微子。如果大量的反电子中微子在超新星暴发的早期被观测到，这可能暗示新生中子星内部存在超强的磁场^[15]。

六、转动中子星的内部相变

1. 普通中子星的结果

一个快速转动的中子星在由于角动量损失导致的自转减慢的过程中，它的中心密度将增加。如果核区的密度在相变到夸克物质的临界密度附近，核区的核物质将转变为夸克物质，这将引起星体的转动惯量显著下降，甚至导致中子星处于一段自转加快期^[5]。我们发现，即使在核区的状态方程给定，导致中子星的转动惯量作为转动频率的函数存在“回转”现象，仅仅增加总转动惯量的 1% 就足以消耗掉一定的角动量，阻止中子星自转加快。这么小的总转动惯量的差异可能来自壳层的状态方程的不确定性，特别是由于在不同的模型中，核区和壳层边界处的相变密度和相变压强不同导致的。我们认为，“回转”现象强烈地依赖于壳层的物理状态，原则上提供了一种从观测上限制亚核物质理论的新的方法^[16]。

2. 新生中子星的内部相变

从图 1 和图 2 可以清楚地看出, 中微子囚禁明显地改变了中子星的内部结构。随着中微子的逃逸, 中子星的整体特性, 如质量、半径以及转动惯量等会明显地变化。图 3 和图 4 显示了新生中子星的质量—中心密度关系和转动惯量—质量关系随着中微子扩散的变化。在扩散过程中, 中子星的最大质量从 $2.07M_{\odot}$ 降低到 $1.78M_{\odot}$, 变化幅度为 14%, 而转动惯量从 $2.75 \times 10^{45} \text{ gcm}^2$ 减少到 $2.03 \times 10^{45} \text{ gcm}^2$, 变化的幅度为 26%! 远远地超出了孤立的、普通中子星内部发生相变时转动惯量变化的幅度。因此, 我们认为, 如果在新生中子星的内部包含超子, 随着中微子的逃逸, 中子星内部的超子种类和所占的比重会增加, 降低了体系的费米能, 状态方程将变软, 中子星将收缩, 星体的转动惯量将明显下降, 甚至导致中子星的自转加速。从而我们可以通过中子星自转周期的时间结构的研究来研究新生中子星早期的中微子的扩散过程。如果在中微子的扩散过程中引起了中子星内部夸克相的出现, 星体转动惯量下降的速率将更加明显, 中子星自转加速的现象更加容易被探测到。近一步的研究还在进行之中^[15]。

感谢: 本课题得到了国家重点基础研究专项经费资助以及国家自然科学基金的资助。

参 考 文 献

- 1 Nomoto, K., ApJ, **277**(1984), 791
- 2 Burrows, A., Nature, **403**(2000), 727
- 3 Janka, H.-T., A&A, **368**(2001), 527
- 4 Prakash, M. *et al.*, Phys. Rep., **280**(1997), 1
- 5 Glendenning, N.K., Pei, S., Weber, F., PRL, **79**(1997), 1603
- 6 Glendenning, N.K., Compact Star, (Springer: New York), 1997
- 7 申虹. 相对论状态方程及其在天体物理中的应用。本次会议, 2002
- 8 Steiner, Prakash, M., Lattimer, Phys. Lett. B, **486**(2000), 239
- 9 Lai, D., Neutron Star Kicks and Asymmetric Supernovae, astro-ph/0012049
- 10 Duncan, R., Thompson, C., ApJL, **392**(1992), L9
- 11 Chakrabarty, S., Bandyopadhyay, D., Pal, S., PRL, **78**(1997), 2898
- 12 Yuan, Y.F., Zhang, J.L., ApJ, **525**(1999), 950
- 13 Broderick, A., Prakash, M., Lattimer, J.M., ApJ, **537**(2000), 351
- 14 Broderick, A., Prakash, M., Lattimer, J.M., Phys. Lett. B, **531**(2002), 167
- 15 Yuan, Y.F., Zhang, J.L., in preparation, 2002
- 16 Cheng, K.S., Yuan, Y.F., Zhang, J.L., ApJ, **564**(2002), 909

相对论状态方程及其在天体物理中的应用

申 虹

(南开大学物理系 天津 300071)

近 20 年来,相对论核多体理论取得了显著进展。相对论 Brueckner-Hartree-Fock (RBHF 或 DBHF) 理论从核的二体相互作用出发,成功地再现了核物质的饱和性质,从而解决了非相对论核多体理论长期面临的困难,这一突破的关键在于相对论效应^[1]。由于 RBHF 理论比较复杂繁琐,在进一步推广和应用方面遇到诸多困难和限制。作为相对论核多体理论唯象模型的相对论平均场 (RMF) 方法以其物理图象清楚、理论框架简单、适用范围广泛而在许多方面取得了很大成功^[2],相对论平均场理论为核多体研究提供了一个简便而基本的理论框架。

相对论平均场 (RMF) 理论是建立在强子层次上的有效场论,也被称为量子强子动力学 (QHD)。最简单的 RMF 模型 (Walecka 模型) 仅考虑了核子场与 σ 介子场和 ω 介子场的耦合,核子间通过交换 σ 介子和 ω 介子而得到吸引的标量势和排斥的矢量势。由欧拉—拉格朗日方程可以导出核子场和介子场分别满足的场方程,它们是一组非线性耦合量子场方程,很难精确求解,通常采用平均场近似,即将介子场按经典场处理,用它们的期待值代替场算符,这样方程就大为简化了并可精确求解。在 Walecka 模型中只有两个自由参数,它们可由核物质饱和点的经验值定出。Walecka 模型的问题在于它给出的不可压缩系数过大且无法同时得到满意的有限核结合能和电荷半径^[2]。通常引入同位旋矢量介子场— ρ 介子场,以便研究非对称核物质和质子中子数相差较大的有限核。目前,包含非线性项的 RMF 模型应用更为广泛。本文采用在拉氏密度中同时引入 σ 介子场的自耦合项和 ω 介子场的自耦合项的 RMF 模型^[3],这一模型既能够给出较好的核物质饱和性质和有限核性质,又与较微观的核多体理论 RBHF 结果比较接近。该模型已被大量用于有限核性质包括远离 β 稳定线核性质的研究,以及关于形变核和激发核的研究^[4~6],也被用于构造各种天体环境下的状态方程^[7~8]。

在天体物理领域,近年来国际上关于超新星爆发和中子星的研究十分活跃,计算机技术的飞速发展作为超新星爆发的数值模拟提供了有效的工具。在关于超新星爆发以及热质子—中子星冷却等问题的研究中,需要两个核物理量作为基本输入量: ① 核物质状态方程 (EOS); ② 中微子反应率。它们直接影响超新星爆发的许多重要结果。多年来,人们采用各种方法研究核物质状态方程,但由于多数状态方程不包含低密度区的非均匀相部分而无法被用于超新星爆发的研究。由于为超新星爆发研究构造状态方程工作量大、难度高,

目前,能够适用于超新星爆发研究的状态方程很少^[7~10],其中 Lattimer 的状态方程^[9]和 Wolff 的状态方程^[10]均是基于非相对论的核多体理论,且在处理方法和具体使用中存在问题。我们完成的相对论状态方程^[7~8]采用相对论核多体理论框架,并且包含了丰富的信息量和覆盖了较宽的范围。我们采用包含非线性项的 RMF 模型^[3]作为基本理论框架,这一模型是在拉氏密度中同时引入 σ 介子场的自耦合项和 ω 介子场的自耦合项,这样既可得到较好的核物质及有限核性质,又与较微观的核多体理论 RBHF 的结果比较接近。在低密度区,我们采用相对论平均场理论与 Thomas-Fermi 近似相结合的方法来处理非均匀物质相。非均匀物质相是指核物质内形成了重核以获得较小的自由能,在非均匀物质相中,核子的空间分布是不均匀的。非均匀物质相仅存在于温度低于 15 MeV 和密度低于 $\rho_0/3$ 的低温低密度区中,这里 $\rho_0 = 0.17(\text{fm}^{-3})$ 为核物质饱和密度。非均匀物质与均匀物质的相变通过自由能最低原理判定,由结果的相图发现,非均匀物质相的出现密度(左边界)明显依赖于温度,而消失密度(右边界)几乎与温度无关。为了适用于超新星爆发的研究,我们构造的相对论状态方程覆盖了如下范围:

- | | | |
|------------|--|--------------------|
| (1) 温度范围 | $T(\text{MeV}): -1.0 \leq \log_{10}(T) \leq 2.0$ | (T 为温度) |
| (2) 非对称性范围 | $Y_p: -2.00 \leq \log_{10}(Y_p) \leq -0.25$ | (Y_p 为质子分支比) |
| (3) 密度范围 | $\rho_B(\text{g}/\text{cm}^3): 5.1 \leq \log_{10}(\rho_B) \leq 15.4$ | (ρ_B 为重子数密度) |

这一相对论状态方程是为作超新星爆发数值模拟的研究构造的,也可用于热质子—中子星冷却和快中子俘获过程等问题的研究。

适用于中子星静态性质研究的状态方程相对简单,可以采用零温近似,中子星物质是满足 β 平衡条件的电中性物质。中子星的质量和半径等性质主要决定于高密度区的状态方程,通常关于中子星物质状态方程的研究集中在讨论高密度区的非核子自由度,例如:超子的出现、夸克物质和 K 凝聚的形成等^[11]。低密度区的非均匀相仅存在于中子星的壳层中,对中子星的总质量贡献很小,但对中子星的表面性质影响很大。大多数中子星物质状态方程采用将高密区状态方程与传统低密区状态方程人为衔接的方法来研究中子星的整体性质,但传统的低密区状态方程均是基于非相对论的核多体理论^[12~13],而高密区的状态方程通常是基于相对论的理论框架,这样即造成了不同密度区域理论的不自洽。我们采用相对论平均场理论作为基本理论框架来构造完全相对论的中子星物质状态方程^[14]。在低密度区,我们采用相对论平均场理论与 Thomas-Fermi 近似相结合的方法来处理非均匀物质相,由非均匀物质相到均匀物质相的相变发生在 $\rho_0/3$ 附近。在高密度区,我们考虑了超子自由度,超子通常出现在 $\rho > 2\rho_0$ 的高密区。超子出现的精确阈值和顺序依赖于超子的耦合常数。我们采用这一相对论状态方程研究中子星的最大质量等问题,得到的中子星最大质量为 1.6 倍太阳质量(如果不考虑超子自由度,最大质量为 2.2 倍太阳质量)。由此可见,超子的出现明显地软化了高密区的状态方程,这与以往的结论相一致。由于该状态方程在较大的密度范围内 ($10^{-7} < \rho < 1.2 \text{ fm}^{-3}$) 均采用相对论平均场模型作为基本理论框架,因此,该状态方程是完全相对论的,并且关于非均匀物质相和均匀物质相的处理是自洽的。

参 考 文 献

- 1 R. Brockmann and R. Machleidt, Phys. Rev. C 42 (1990) 1965
- 2 B. D. Serot and J. D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. 16 (1986) 1
- 3 Y. Sugahara and H. Toki, Nucl. Phys. A579 (1994) 557
- 4 D. Hirata, K. Sumiyoshi, B. Carlson, H. Toki, and I. Tanihata, Nucl. Phys. A609 (1996) 131
- 5 Z. Z. Ren and H. Toki, Nucl. Phys. A689 (2001) 691
- 6 Z. Y. Ma, N. Van Giai, A. Wandelt, D. Vretenar, and P. Ring, Nucl. Phys. A686 (2001) 173
- 7 H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu and K. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. 100 (1998) 1013
- 8 H. Shen, H. Toki, K. Oyamatsu and K. Sumiyoshi, Nucl. Phys. A637 (1998) 435
- 9 J. M. Lattimer and F. D. Swesty, Nucl. Phys. A535 (1991) 331
- 10 W. Hillebrandt and R. G. Wolff, Nucleosynthesis-Challenges and New Developments, ed. W. D. Arnett and J. M. Truran (Univ. of Chicago, Chicago, 1985), p.131
- 11 H. Heiselberg and M. Hjorth-Jensen, Phys. Rep. 328 (2000) 237
- 12 G. Baym, H. A. Bethe, and C. J. Pethick, Nucl. Phys. A175 (1971) 225
- 13 J. W. Negele and D. Vautherin, Nucl. Phys. A207 (1973) 298
- 14 H. Shen, Phys. Rev. C 65 (2002) 035802

Gravitomagnetism and the Berry Phase of Photon in a Rotating Gravitational Field

Feng Long Long*

*Purple Mountain Observatory,
Chinese Academy of Science,
Nanjing, 210008, P.R. China*

I. INTRODUCTION

The remarkable feature of the quantum world which differs from the dynamics of a classical particle is the phenomenon of quantum interference of the de Broglie wave. The importance of the nature of such an interference lies in the fact that it provides us with knowledge about the quantum behavior of the corresponding particles. Moreover, in presence of an external field, the interference pattern may show us the phase-shift due to the effect of the external field and therefore the modification of motion of the wave. The famous experiment observation of quantum interference of an electron moving in a magnetic free field (but with non-zero vector potential) region was suggested by Aharonov and Bohm^[1] and subsequently performed by Chambers^[2]. It has been realized that the AB phase effect

$$\exp\left(-i\frac{e}{\hbar c}\oint_{\gamma} A_{\mu}dx^{\mu}\right)$$

depends on the holonomy transformation of the $U(1)$ Abelian gauge field A_{μ} associated with a close curve γ . The analogous effect due to the non-Abelian gauge field has also been recognized^[3].

On the other hand, due to Berry's elegant analysis, we appreciate a full quantum mechanical generalization of the AB effect. He found a topological phase factor during an parallel transport of the eigenvectors of a quantum system whose Hamiltonian depends on a set of adiabatic parameter^[4]. This phase factor is related to the holonomy group of Hermitian line bundle over the parameter space^[5]. The nontrivial holonomy means that if a system is parallel transported around a closed loop, it does not return back into its initial configuration. The first experimental verification was suggested by Wu and Chiao^[7]. In their proposal, a laser beam

* fengl@pmo.ac.cn

propagating down a helix fiber will acquire a Berry phase which contributes a rotation angle for a linear polarization electromagnetic wave. The experiment performed by Tomita and Chiao has justified this expected optical activity. This optical activity induced by Berry phase could be interpreted in principle in terms of the classical Maxwell theory^[9]. We may note that, preceding Berry's suggestion of the topological phase, Ross^[10] has done almost the same experiment as that of Tomita and Chiao^[8]. In fact, this type of experiments shows the topological feature of the Maxwell's theory on a classical level.

In general relativity, the curved space background could be taken as inhomogeneous material for propagating of an electromagnetic wave^[11]. In fact, with a specific definition of electromagnetic vector, the Maxwell equation in curved space may be written in the same form as that in an inhomogeneous and anisotropic material medium. The effective dielectric tensor specified by the metric of curved space-time determines the optical properties of the gravitational field.

On the other hand, with respect to asymptotically static observers, the gravitational field produced by an rotating object could have equivalent description in term of so called gravitoelectric and gravitomagnetic fields, which are due to the mass and angular momentum of the body respectively. For the spinning particles moving in a rotating gravitational field, the gravitational analog of Lamor theorem implies spin precession in the gravitomagnetic field^[12]. One possible observational consequence is phase shift of an electromagnetic wave while propagating through a rotating gravitational field^[13]. This leads to the proposal of detecting the gravitomagnetic field of the earth by using standard clocks on satellite platform in equatorial orbits^[14].

In this paper, we will demonstrate that, the Berry phase of photon acquired in a rotating gravitational field could be interpreted by the torsion of optical path in term of classical Maxwell theory. Particularly, in weak field approximation, this phase factor could be viewed alternatively as A-B phase factor of photon in presence of gravitomagnetic field.

II. THE HELICITY STATE OF PHOTON IN KERR-SCHILD METRIC

Adopting Hanni's definitions^[15], the spatial metric are defined as

$$\gamma_{ij} = -g_{ij}, \quad \gamma^{ij} = -g^{ij} + g^{0i}g^{0j}/g^{00} \quad (1)$$

and the 3-d dragging vector are

$$g^i = g^{i0}/g^{00}, \quad g_i = g_{0i} \quad (2)$$

Identifying the electromagnetic vector as

$$\begin{aligned} E_i &= F_{i0}, \quad B^i = \epsilon^{ijk} F_{jk} / 2\sqrt{\gamma} \\ D^i &= F^{0i} / \sqrt{g^{00}}, \quad H_i = \sqrt{\gamma} \epsilon_{ijk} F^{jk} / 2\sqrt{g^{00}} \end{aligned} \quad (3)$$

where γ is determinant of the 3-d curvilinear metric γ_{ij} , and defining a complex vector wavefunction $|\psi\rangle = D + iB$, the Maxwell equations in the curved space are converted into the form of a Schrodinger equation

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle = \nabla \times (|\psi\rangle / \sqrt{g^{00}} + ig \times |\psi\rangle) \quad (4)$$

together with the transverse condition

$$\nabla \cdot |\psi\rangle = 0 \quad (5)$$

For a gravitational field produced by a Kerr black hole, the spacetime metric can be described by the degenerate metric (Kerr-Schild form),

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} - 2ml_\mu l_\nu, \quad \eta^{\mu\nu} l_\mu l_\nu = 0 \quad (6)$$

where $\eta_{\mu\nu}$ is the Lorentz metric, m is the mass of the Kerr black hole. Hereafter, we take the length dimension in unit of the Schwarzschild radius, i.e., $R_s = 2m = 1$. The null covariant vector l_μ could be written as $l_\mu = l_0 (1, \lambda)$. The detail properties about the degenerate metric and explicit form for Kerr black hole please see ref [16].

If the wavelength of photons is much less than the Schwarzschild radius, $\lambda \ll R_s$, the geometry optics approximation is valid. We may make the expansion $|\psi(x, t)\rangle$ proceeding in powers of the small dimensionless parameter $\varepsilon = \lambda / R_s$

$$|\psi\rangle = \exp \frac{i\varphi}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n |\psi_n\rangle \quad (7)$$

where φ is a dynamical phase factor, from which we define the local wave vector $\mathbf{k} = \nabla \varphi$ and frequency $\omega = -\partial_t \varphi$. Substituting the expansion (7) into the Maxwell equation (4) and keeping the leading term at the lowest order, we have

$$H_0 |\psi_0\rangle = \omega |\psi_0\rangle \quad (8)$$

where $H_0 = \{H_0^{ij}\}$ is the matrix operator

$$H_0^{ij} = g(\mathbf{k} \cdot \mathbf{s})^{ij} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{k} \delta^{ij} + i\alpha g(\mathbf{k} \times \boldsymbol{\lambda})^i \lambda^j \quad (9)$$

where $\alpha = l_0^2$, $g = (1 + \alpha)^{-1}$, $\mathbf{g} = \{g^i\} = -\alpha g \boldsymbol{\lambda}$ and \mathbf{s} is the spin operator given by the adjoint representation of group $SO(3)$, $(s_i)^{jk} = -i\varepsilon_{ijk}$. Note that H_0 is not a Hermitian operator. Accordingly, this fact implies that the photons' probability current is not conservative; in other words, the amplitude of the electromagnetic wave varies with its propagating in curved space. In a flat space where $\alpha = 0$, $\mathbf{g} = 0$, the Hamiltonian (9) reduces to the familiar form $H_0 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{s}$. Because of the transverse condition, there are two helicity states which correspond to the right and left polarization light with the energy eigenvalue $\omega = \pm k$ respectively. It is easy to see that the opposite helicity states are mutually complex conjugate.

To get the eigenstate of the photon from eqn.(9), we assign a mutually orthogonal tetrad $\{\mathbf{e}_i\}$, $i = 1, 2, 3$ and have \mathbf{e}_1 in the direction of the local wave vector $\mathbf{e}_1 = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$. For the

prescription of the photon's eigenstate, we introduce the complex basis denoted \mathbf{e}_\pm , which satisfy the helicity equation

$$(\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{s})\mathbf{e}_\pm = \pm \mathbf{e}_\pm \quad (10)$$

In terms of the real basis $\{\mathbf{e}_i\}$, we have

$$\mathbf{e}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_2 + i\mathbf{e}_3) \quad \mathbf{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_2 - i\mathbf{e}_3) \quad (11)$$

Noting the transverse condition $\mathbf{k} \cdot |\psi\rangle = 0$, obviously, \mathbf{e}_\pm span a Hilbert space for photon's eigenstates. Consequently, a state of the photon is a two component spinor in this space. In this representation, the Hamiltonian H_0 could have 2×2 matrix form

$$\tilde{H}_0 = H_0 - \omega = -\sigma_3 (\mathbf{B}_e \cdot \boldsymbol{\sigma} - E_k) \quad (12)$$

where $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_i\}$ is the Pauli metrics, and

$$E_k = gk + \alpha gk |\lambda|^2 \quad (13)$$

$$|\lambda|^2 = \frac{1}{2}[(\lambda \cdot \mathbf{e}_2)^2 + (\lambda \cdot \mathbf{e}_3)^2] = \frac{1}{2}[1 - (\lambda \cdot \mathbf{e}_1)^2]$$

Moreover, we define a vector \mathbf{B}_e . The strength is

$$B_e = \left(B_z^2 + \alpha^2 g^2 k^2 |\lambda|^4 \right)^{1/2}, \quad B_z = \omega - g \cdot \mathbf{k}, \quad (14)$$

and the direction is given by the polar angle θ , ϕ which are specified by

$$B_z = B_e \cos \theta \quad \lambda_\pm = \mp (\lambda \cdot \mathbf{e}_\pm) = |\lambda| e^{\pm i\phi/2} \quad (15)$$

For the eigenstate $|\Psi_0\rangle$, $\tilde{H}_0 |\Psi_0\rangle = 0$, it follows from eqn.(12) that

$$(\mathbf{B}_e \cdot \boldsymbol{\sigma}) |\Psi_0\rangle = E_k |\Psi_0\rangle \quad (16)$$

which is in the same form as that for a spin 1/2 particle moving in a magnetic field \mathbf{B}_e . Noting $E_k > 0$, we only have the spin up state

$$|\tilde{\Psi}_0\rangle = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} e^{-i\phi/2} \\ \sin \frac{\theta}{2} e^{i\phi/2} \end{pmatrix} \quad (17)$$

and the eigenvalue $|\mathbf{B}_e| = E_k$, i.e., $E_k^2 = B_z^2 + \alpha^2 g^2 k^2 |\lambda|^4$, or in an explicit form

$$\omega^2 - k^2 + \alpha(\omega + \lambda \cdot \mathbf{k})^2 = 0 \quad (18)$$

Define the covariant momentum $k_\mu = -\partial_\mu \phi = (\omega, -\mathbf{k})$. It is easy to verify that above equation (18) is in fact the null wavevector condition for the photons, $k^\mu k_\mu = 0$. It follows from the null geodesic equation that $\omega = \text{const}$.

Note that the eigenstate of a quantum system is determined up to an arbitrary phase factor, and the multiplication of a phase factor implies a two dimension rotation of the tetrad.

Accordingly, the phase factor can only be specified once the initial polarization vectors are given.

III. THE BERRY PHASE OF PHOTON IN KERR-SCHILD METRIC

Along the photon's propagating path, the tetrad $\{e_i\}$ and the equivalent magnetic field B_e vary adiabatically. These two factors lead to the Berry phase that the photon receives. Let the integral curve C of wavevector \mathbf{k} be parameterized by its path length s and thus $\nabla s = \mathbf{e}_1$, the Berry phase is obtained as

$$\gamma = \int_C \frac{\langle \psi_0 | i \frac{d}{ds} | \psi_0 \rangle ds}{\langle \psi_0 | \psi_0 \rangle} \quad (19)$$

It is noted that the conjugate state of $|\psi_0\rangle$ is defined as $\langle \psi_0 | = \psi_0^\dagger \sigma_3$ such that $\langle \psi_0 | H_0 = 0$. The Berry phase γ makes of two contributions. The first part (denoted γ_T) arises from the adiabatically transport of tetrad $\{e_i\}$,

$$\gamma_T = \int_C \frac{\tau}{\cos \theta} ds, \quad (20)$$

where τ is the torsion of the curve C . The appearance of cosine is due to the unconventional normalization form $\psi_0^\dagger \sigma_3 \psi_0$. Above expression implies that the Berry phase is only related to the torsion of optical path and is invariant under rotation of the tetrad around the wavevector \mathbf{k} , which reflects the $U(1)$ invariance of the Maxwell theory.

The second contribution of Berry phase B is due to adiabatic rotation of the effective magnetic field \mathbf{B} which consists of two parts, an imaginary and a real one. An imaginary part which is integrable gives the intensity variation of photons. $\|\psi\|^2 \cos \theta = \text{const}$. The nonintegrable phase factor is

$$\gamma_B = \int_C A_B \quad (21)$$

where A_B is the Berry connection given by

$$A_B = \frac{1 + \cos \theta}{2 \cos \theta} d\phi \quad (22)$$

Because of the non-hermiticity of the Hamiltonian H_0 , the Berry connection given by above equation is not simply the Dirac monopole potential. From eqn.(22), we have the curvature two form

$$F_B = dA_B = \frac{1}{2B_e^2} \sigma_\theta \wedge \sigma_\phi \quad (23)$$

where $\sigma_\theta = B_e d\theta$, $\sigma_\phi = B_e \sin \theta d\phi$. Since $E_k > 0$, it is easy to see that the varying interval of polar angle θ is $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$ and $\phi \in [0, 2\pi]$. $\theta = 0$ corresponds to the photon at the infinity away from

the black hole and $\theta = \pi/2$ leads to $k = 0$.

Without loss of generality, we take the tetrad (θ_2, θ_3) as the basis in the polarization plane, i.e., $e_{2,3} = \theta_{2,3}$. From Eqn.(17), we see that $\phi = 0$, which means that the rotation of the equivalent magnetic field is constrained within a plane in local comoving frame. Consequently, the Berry phase γ_B arisen due to the rotation of magnetic field is removable if the local tetrad is appropriately chosen, and the Berry phase of photon results from the rotation of the local tetrad $\{e_i\}$ only. In the weak field approximation, using the null geodesics equation, we find that the torsion of photon's optical path is

$$\tau \approx \beta \approx \frac{az}{r^3}. \quad (24)$$

Recall that the scalar function β describes the rotation of the black hole. Obviously, the null geodesics in a rotating gravitational field is twisted by the rotation of black hole, namely, the helical optical path, which leads to the Berry phase acquired in a rotating gravitational field. If the gravitational field is static, i.e., the Schwarzschild background, $\beta = 0$ and thus $\gamma_T = 0$.

The nonintegrable Berry phase for the positive helicity state is $\gamma_+ = \gamma_T$. Note that the opposite helicity states are mutually complex conjugate, the Berry phase for the negative helicity state could be simply read from above result. That is, the imaginary phase factor is invariance and the nonintegrable Berry phase has the opposite sign with respect to the positive helicity state, i.e., $\gamma_- = -\gamma_+$. Consequently, this phase factor make an optical rotation for a linear polarization light. This phenomenon is an analogue of observed optical rotation in laboratory.

IV. DISCUSSION AND REMARK

The following remarks will be interesting. Suppose that the photon's optical path forms a closed contour, From eqn.(20)(24) by applying Stokes' theorem, the Berry phase associated with this closed loop is immediately written in the form

$$\gamma_T = \iint_S \mathbf{H} \cdot d\sigma \quad (25)$$

with

$$\mathbf{H} = \nabla\beta = 2 \left[\frac{\mathbf{J} - 3(\mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_r)\mathbf{e}_r}{r^3} \right] \quad (26)$$

where the surface integration is performed over the area bounded by C , \mathbf{J} is the black hole's angular momentum and \mathbf{e}_r the unit radial vector. The role of \mathbf{H} has been recognized in studying a test particle moving in a rotating gravitational field ^[17,18]. In a weak field approximation, a nonrelativistic particle with velocity \mathbf{v} will experience a Lorentz like force $\mathbf{v} \times \mathbf{H}$ with respect to a "zero-angular-momentum observer". For this reason, \mathbf{H} is currently referred to as "gravitomagnetic field". For a spin half particle moving around a Kerr black hole ^[19], it has

been also shown that the gravitomagnetic field leads to the Larmor procession of the particles' spin. Obviously, \mathbf{H} has a dipolar form and the gravitomagnetic dipole moment is the black hole's angular momentum. Correspondingly, the scalar function β is called gravitomagnetic scalar potential; the vectorial potential \mathbf{A} is easily found to have the form

$$\mathbf{A} = \alpha\lambda = \frac{1}{r}\mathbf{e}_r + \frac{1}{r^2}\mathbf{e}_r \times \mathbf{J} \quad (27)$$

and then we have

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (28)$$

Consequently, the Berry phase given by eqn.(33) takes the form

$$\gamma_T = \oint_{C=\partial S} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x} \quad (29)$$

which means that the Berry phase of photon could be alternatively interpreted as Aharonov-Bohm effect^[1] of the gravitomagnetic potential \mathbf{A} . The phase equals to the gravitomagnetic flux through the surface S bounded by the photon's path.

The optical activity of an optical medium relies on the symmetrical properties of its dielectric tensor^[20]. In fact, the existence of optical activity implies that the medium has no center of symmetry, namely, the spatial dispersion of the medium is anisotropy. This condition requires that the dielectric tensor of the medium involves an antisymmetrical part from which we may have a gyration vector; moreover the gyration vector has a nonzero vortex. For a rotating gravitational field, the gyration vector is the dragging vector \mathbf{g} . In case of a Schwarzschild black hole, the spherical symmetry of the spacetime metric leads to the zero vortex $\nabla \times \mathbf{g} = 0$, so it does not exhibit optical activity. While for a Kerr black hole, we have $\nabla \times \mathbf{g} = -\mathbf{H}$ which implies that for the optical insight into the spacetime background, it may be viewed as a gyrotropic object and the optical activity is due to mechanical-optical effect.

Presently, we only consider the lowest order approximation of Maxwell equations in the Kerr-Schild metric. It has been shown^[21] that the higher order correction gives photon's spin precession due to the coupling of the photon's spin with the rotation of black hole. Phenomenology, the Hamiltonian associated with this effect is simply given by $\delta H = \gamma_c \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{s}$ ^[22], where γ_c is introduced to describe the coupling strength. Similar to the Berry phase, this coupling effect contributes an extra angle for a linear polarization light. Moreover, one remarkable consequence is the split of energy level for a spin- $\frac{1}{2}$ particle polarized up and down near a rotating object. This relativistic quantum gravitational effect is expected to be measurable in the near future^[23].

References

- 1 Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115** (1959) 485; see also W. Ehrenberg and R.E.Siday,

- Proc. Phys. Soc.* **B62** (1949), 8
- 2 R. G. Chambers, *Phys. Rev. Lett.* , **5** (1960), 3
- 3 D. Wisnivesky and Y. Aharonov, *Ann. Phys.* **45** (1967), 479
- 4 M.V. Berry, *Proc. R. Soc. Lond.* **A392** (1984) 45
- 5 B. Simon, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 2167
- 6 T. Bitter and Pubers. *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 251;
- 7 R. Tycko, *ibid*, **58** (1987) 2281;
- 8 D.R. Richardson et.al., *ibid*, **61** (1988) 2030
- 9 R. Chiao and Yong-Shi Wu, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 933
- 10 A. Tomita and R. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 937
- 11 L.L. Feng, M. Li and R. Ruffini, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl)* **B6** (1989) 314
- 12 J.N. Ross, *Opt. and Quant, Electronics*, **16** (1984) 455
- 13 I. Tamm, *J. Russ. Phys.-Chem. Soc., Phys. Div.* **56** (1924) 284
- 14 B. Mashhoon, *Phys. Lett.* **A173** (1993) 347
- 15 J.M. Cohen and D.R. Brill, *Nuovo Cimento* (1968) **56B** 209
- 16 J.M. Cohen, A. Rosenblum and Y. Clifton, *Phys. Lett.* **A131** (1988) 163;
- 17 J.M. Cohen, H.E. Moses and A. Rosenblum, *Class. Quantum Grav.* **1** (1984) L57;
- 18 J.M. Cohen and B. Mashhoon, *Phys. Lett.* **A181** (1993) 353
- 19 R.S. Hanni, *Phys. Rev.* **16** (1977) 933
- 20 R. Adler, M. Bazin and M. Schiffer, *Introduction to General Relativity* (McGraw Hill Book Company, New York, 1975), second edition
- 21 R.L. Forward, *Proc. I.R.E.*, **49** (1961), 892
- 22 V.B. Braginsky, C.M. Caves and K.S. Thorne, *Phys. Rev. D*, **15** (1977) 2047 (and esp.2054)
- 23 L.L. Feng and T. Lu, *Class. Quantum Grav.* **8** (1991) 851
- 24 L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media* (Pergamon Press 1984), second edition
- 25 P. Carini, L.L. Feng, M. Li and R. Ruffini, *Phys. Rev. D* **46** (1992), 5407
- 26 B. Mashhoon, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2639;
- 27 B. Mashhoon, *Phys. Lett.* **139** (1989) 103
- 28 B. Mashhoon, *Class. Quantum Grav.* (2000), gr-qc/0003022

空间变源监视器 (SVOM)* 一个 天文微小卫星的建议

胡景耀

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘要 一个用于在 X 射线, 光学波段和紫外波段监视各类变天体的微小卫星计划的建议。它将装有同时能观测 UV, G 和 R 波段的一台 30cm Cassegrain 望远镜; 一台视场达 40° , 且具有测能谱能力的软 X 射线望远镜和一台口径为 5cm 视场为 20° 的光学监视望远镜。卫星的主要科学目标既包括现有国际上微小卫星研究重点如星震和行星搜索, 又可从事目前天体物理的研究热点, 即从原行星演化为行星系统的过程研究。当然, 它又包括了一个很重要的领域。因为 X 射线望远镜使我们发现一批 X 射线瞬变源 (包括 GRB) 和监视一批 X 射线变源如 BL Lac, X-binary, 类太阳活动星。而且它又具有零延时的光学流量从监视望远镜中获得。

关键词 变星; X 射线源; 卫星; 空间天文

一、前言

大气外, 如在卫星平台上的观测, 使得天文观测避免了大气的吸收, 使天文学成为可进行全波段观测的科学; 同时由于没有大气的扰动, 使得在光学波段观测可达到望远镜的衍射极限而获得高分辨率的图象。地基观测对天文观测的限制还不仅限于这两方面; 由于地球自转, 它还限制了观测的连续性。除非观测是在地球两极进行。或者为了达到连续的目的, 依靠在不同经度上的天文台合作进行多台址联合对某一目标的观测; 另外的一个限制则来自测量精度。大气扰动的另一影响是闪烁, 它使得即使对这亮源也难以达到光学统计噪声的限制。后两个原因使得我们不可能或难以获得精度达百万分之一的测光和功率谱分布正从几 Ng 到 μHg 。而这样的精度在研究星震, 类地行星搜索, 及至我们在 SVOM 计划中提出的研究年轻类太阳恒星光变和行星形成的需要。

为此, 我们根据目前国内微小卫星所可能有平台技术 (主要根据清华宇航所提供的数

* Space-based multi-band Variable Sources monitor=SVOM

据)提出了一个对空间变源进行长期多波段监视观测的计划。在这一微小卫星的平台上将安置包括能同时观测 UV ($2500\sim 3500\text{\AA}$), G ($4500\sim 5500\text{\AA}$) 和 R ($6000\sim 7000\text{\AA}$) 的一台 30cm Cassegrain 望远镜, 一台视场达 40° 且同时能获得能谱的软 X 射线望远镜和一台口径为 5cm 视场为 20° 的并用作星敏威器又充作光学大视场监视器的照相机。

在国际上目前已实行的类似计划为 MOST^[1](加拿大), COROT^[2](法国+ESA)和 MONS 丹麦^[3]计划。MOST 预期 2002 年发射, COROT 已获得经费支持, MONS 已完成 Phase A 阶段, 但进一步的经费尚未落实。它们主要目标为星震研究, 为了适应当今人们对地外文明搜索的广泛兴趣, 计划中还包括了地外行星的搜索。即使 SVOM 立即立项, 我们也将在这些计划之后。所以我们的观测保留这两个可用长期高精度测光观测所能达到科学目标。因为上述计划差它们不能完成全部观测, 则我们可以继续; 即使它们完成了预定目标, 我们还可以观测部分目标做检验, 以完成对整个天文学的贡献。但同时, 我们的主光学望远镜有三个波段(包括 UV)可以同时观测, 所以可以通过对原行星盘的消光观测和它们结构来研究行星盘到行星的演化和类太阳恒星由各种原因引起的光变。当然, 由于我们还有一个 40° 大视场的 X 射线望远镜和 20° 视场的光学监视望远镜, 使得在光学望远镜观测中心天体时, 将同时可获得在其周围的 X 射线的瞬变源。将可以获得另延时的 X 射线加光学流量的变化规律, 这对一批伴随着高能过程的天体的研究将具有重大意义。在第二节中我们将较详细地介绍科学目标, 而在第三节中则介绍有效载荷, 而在最后一节则介绍卫星平台。

二、科学目标

关于利用微小卫星达到光子统计噪声极根如达到若干 PPM 的精度和覆盖功率谱到 μHg 的测光观测所能进行的类太阳恒星为主要目标的星震观测, 和其他 H-R 以上天体的星震观测的讨论可参考^{[1][2]}和^[3]。同样的对于地外行星的搜索也可在上述后两个文献中找到, 所以在这里我们集中介绍对年轻星光变的研究(包括原行星盘向行星的演化)和 X 射线观测的目标。

一颗年轻恒星它有几种原因引起它的光变; 我们分别作下面简单的讨论:

(1) 变亮: 年轻恒星变亮的原因有: ① 由于磁场能量释放引起的耀发, 类似于太阳的白光耀斑, 但它的规模要大得多如 HR1099 在 1993 年的暴发^[4]; ② 另一个原因是它吸积原行星盘中的物质引起势能的释放, 其例子如我们在 2001 年 1 月观测到的 DF Tau 的耀发^[5], 根据光谱的变化我们可以认定它是由于吸积引起的。

(2) 变暗, 变暗的原因可以是: ① 由黑子引起的; ② 由于行星“凌星”引起的^[6]; 和 ③ 由于星周尘埃消光引起的, 由星周尘埃消光引起的光变将和星周尘埃的化学成分, 尘埃颗粒的几何特性(如大小)等有关。而且通过长期监视我们可以获得原行星云的结构的信息, 通过对于不同年龄的年轻恒星的观测, 我们将有可能获得原行星盘向行星系统演化的过程。

而 X 射线望远镜覆盖, $40^\circ\times 40^\circ$ 的视场, 将有上千个 ROSAT 变源在其中, 而 $\sim 1/4$ 的源可以由监视望远镜同时获得光学流量。而中心源, 例如我们观测的年轻类太阳恒星, 由

于我们是从 ROSAT 的光学对应体中选出。所以由于磁场引起的耀发或大黑子群出现时将有同步的 X 射线量星的变化。而且在视场中将有相当数量的 AGN 出现, 它们中的一部分在 X 射线波段都会有较大的变化, 不同波段 (X 射线, UV 和光学) 之间变化的延迟, 以及变化的最短时标将为 AGN 研究提供非常重要的信息。当然 $40^\circ \times 40^\circ$ 的有效视场占据了全天近 4%。所以不仅有一定数量的 GRB 会在其中出现, 而其中 1% 等将同时会具有光学对应体的记录, 而且这一记录是另延时的, 对获得更完整 GRB 余辉的光变曲线是非常重要的。而且迄今为止还没有人在 X 射线波段作过完备的瞬变源的搜索, SVOM 将有可能首次发现一批未知的 X 射线变源。

三、有效载荷

在 SVOM 上将有三台仪器置于卫星平台上。即 30cm UV/opt 测光望远镜, 大视场 X 射线望镜和大视场光学监视望远镜。

1. 30cm UV/opt 测光望远镜

它的设计基于卫星平台的指向精度为 $0^\circ.1=6'$, 和稳定性为 $0^\circ.005/\text{sec}$ 。它是一台有效焦距为 $f/7$ 的望远镜, 在其入瞳处置有光劈/滤光片组合。它使得在焦平面上形成 UV(2500~3500Å), G(4500~5500Å) 和 R (6000~7000Å) 三个波段的分离像。在焦平面上用紫外增敏的 $1k \times 2k$ 的 Marconi 帧转移的 CCD 接收, 它相应的视场为 $20' \times 20'$, 与 $0^\circ.1$ 的指向精度相适应。为了既能观测变星又不受平场改正引入的噪声影响, 我们还将 $20' \times 20'$ 的视场中划出 $10' \times 10'$, 在其上置 5×5 的微透镜阵列光作 Fabry 透镜 (每一个微透镜相应于 $2' \times 2'$, 它将使得三个波段的像合并, 并不受由于卫星振荡引起的平场噪声的影响。而且它使得变星的光子落到约 100×100 个像素上, 对变星不致于引起饱和)。

2. 宽视场软 X 射线望远镜

用硅半导体探测器的 X 射线望远镜的主要参数为:

能谱范围: $0.5 \sim 30\text{keV}$

谱分辨率: $150 \sim 300\text{eV}$

位置精度: $2 \sim 5 \text{ arcmin}$

视场: $40^\circ \times 40^\circ$

背景: $1 \sim 10 \text{ counts}$

3. 大视场光学监视器

它由一个口径为 5cm, $f/0.8$ 在 $4000 \sim 8000\text{\AA}$ 有很好透过的镜头与 $1k \times 2k$ Marconi 帧转移的 CCD 组合而成。但 CCD 不是紫外增敏的, 所以在 $4000 \sim 8000\text{\AA}$ 有很好的响应。

四、卫星平台和轨道

卫星平台将提供保证有 $0^\circ.1$ 的指向精度和 $0^\circ.005/\text{sec}$ 的姿态稳定性的姿控系统, 能提

供载荷所需要的供电, 数据处理和控制计算机和为制冷 CCD 所需要的辐射制冷系统和卫星的上下通信系统。

为能连续观测一个源的时间可以超过一个月, 卫星将用太阳同步轨道, 其高度为 800km, 倾角 98.6° , 偏心率 $\sim 0^\circ$, 周期 6052s。因此, 所能观测的天区将止限在黄道周围的占全天 $1/3$ 的区域。

我们设计的卫星寿原命为 2 年, 但实际可以延长。

参 考 文 献

- 1 Zhai. D.S.*et al.*; A&A, 282, 168, 1994
- 2 Li, J.Z. *et al.*; APJL, 549, 89L, 2001

星系和宇宙学

Ia 超新星：暴发模型与宇宙学*

李宗伟 王晓峰 陈黎

(北京师范大学天文系 北京 100875)

Ia 超新星作为测量遥远星系距离，从而测定宇宙膨胀的速率的“标准烛光”，已经成为宇宙学中具有重要意义的天体。一般认为 Ia 超新星大多数可能是由接近钱德拉塞卡质量极限 $\sim 1.39M_{\odot}$ 的碳—氧白矮星通过聚变中心的碳和氧而引发的热核爆炸产生。多数证据表明 C—O 白矮星+主序星（或红巨星）的演化模式更有可能。最近丰富的观测数据已改变了 10 多年前建立起来的均匀一致的 Ia 超新星图像，代替它的是光变曲线宽度及其他观测测量同峰值光度的经验相关，它使得 Ia 超新星成为可以归一化的“标准烛光”。本文简述当前用 Ia 超新星方法测量哈勃常数及宇宙密度参数的主要结果，并就某些问题提出可能的解决方法。

关键词 观测宇宙学； 恒星演化； 超新星； 流体动力学

一、引言

超新星是恒星演化到晚期时一种极为壮观的、激动人心的高能暴发事件：一颗恒星其光度突然增至 $10^9 \sim 10^{10} L_{\odot}$ 。超新星物理涉及到许多复杂的物理过程，从暴发机制到核合成，辐射转移以及激波物理。它们在天体物理中占有极重要的地位，从恒星形成和演化到宇宙金属增丰，星系演化与超新星都有密切关系。超新星作为宇宙大尺度上理想的恒星距离指示器，它在宇宙学研究中正扮演着越来越重要的角色，例如提供了宇宙加速膨胀的直接证据。

超新星主要分为两类：I 型和 II 型，依据光谱来判定^[1]。II 型超新星光谱中有氢的谱线而 I 型没有。根据光极大附近光谱的特征，I 型超新星又可进一步分为 Ia, Ib, Ic 次型。Ia 超新星除了缺少氢元素（以及氦？）外，在暴发的早期及光极大附近时光谱还

* 国家自然科学基金资助项目（10173003）及“973”计划资助项目（G19990750401）

呈现出强的一次电离硅的 (SiII 由 6355Å 蓝移至 6150Å) 吸收。与 Ia 型不同, Ib 及 Ic 型超新星并不显示这一特征硅线。而早期光谱是否显示较强的氢线 (5876Å 处) 是区分 Ib 及 Ic 的依据: Ib 型有明显的氢线而 Ic 型没有这些氢线或很弱。实际上从物理背景上讲, Ib/Ic 超新星与 II 型的更为接近, 均为大质量恒星核心塌缩, 但它们的前身星由于星风或双星相互作用而丢掉氢或氦的壳层。Ia 超新星则被普遍认为是产生于双星系统中具有高度简并电子的碳—氧白矮星——通过与伴星的物质交流而达到钱德拉塞卡质量极限——的热核爆炸^[2]。

Ia 超新星具有相对均匀的光变曲线及光谱, 并且观测距离能延伸得很远 ($z > 1$), 因而是重要的距离指示器, 可用于宇宙学目的的研究。HST 提供了近星系中 Ia 超新星的造父距离, 结合哈勃流 Ia 超新星 ($0.01 < z < 0.1$) 可定出当前的哈勃参数值 H_0 ^[3]; 而通过研究高红移 ($z > 0.3$) Ia 超新星的星等红移关系 ($m \sim z$) 可对宇宙物质密度 Ω_M , 能量密度 Ω_Λ 作出限制^[4, 5], 这已成为当前宇宙学研究中非常热门的课题。

二、暴发模型

要建立 Ia 超新星的暴发模型, 首先了解 Ia 超新星的一些主要观测性质:

- (1) 谱缺氢, 在光极大附近光谱表现为高速的 ($\sim 10,000 \text{ km s}^{-1}$) 中等质量元素 (Ca, Si, S 及少量的 O?), 在晚期星云相主要是铁的禁线。
- (2) 线峰持续几天, 并在晚期表现为指数下降。
- (3) 在所有哈勃型星系中均探测到 Ia 超新星暴发。
- (4) 多数 Ia 超新星具有相对均匀的光谱及光变曲线, 但已观测到明显偏离正常暴发的 Ia 超新星事件。

Ia 超新星光谱中缺少氢的发射线表明爆炸星的大气不含氢元素或非常少 (如 $< 0.1 M_\odot$), 这暗示着暴发前它们很可能是宇宙中高度演化的致密天体, 由暴发时抛射物 (中等质量元素) 的速度估计的单位质量动能—— $1/2 (\sim 10,000 \text{ km s}^{-1})^2$, 与单位质量碳氧元素聚变为铁族元素所释放的核能是同量级的; 而光变曲线的形状与放射性元素衰变链 ($^{56}\text{Ni} - ^{56}\text{Co} - ^{56}\text{Fe}$) 的能量模型符合得很好。此外, Ia 超新星出现在老年星族构成的椭圆星系中很大程度上表明在暴发前一定发生过核过程。最后, 暴发事件本身则意味着简并物质的存在。这些观测特性使得人们一致认为 Ia 超新星代表了致密星的热核爆炸。白矮星由于其自身在钱德拉塞卡质量极限附近固有的不稳定性而成为最佳候选体。由此可作推断: Ia 超新星极可能源于吸积白矮星的热核爆炸。

而吸积白矮星通过何种方式爆炸, 先后有不同的理论模型被提出: 碳爆轰模型, 碳爆燃模型, 延迟爆轰模型以及脉动延迟爆轰模型等 (参见 Hillebrandt 等的评述^[6])。

1. 发白矮星的组成

白矮星可以分三大类: ① 氦白矮星 (He WDs), 由丢失了氢壳层的低质量红巨星 ($M < 2 M_\odot$) 的简并 He 核形成; ② 碳—氧白矮星 (C-O WDs), 由渐近巨星支或是丢掉了外壳层燃烧的氦星的碳氧核形成 (前身星的典型质量为 $1 \sim 6 M_\odot$), 其中碳的质量比占 20% 而氧占 80%; ③ 氧—氖—镁白矮星 (O-Ne-Mg WDs), 由核心碳点火的巨星形成 (前

身星的典型质量为 $8 \sim 12 M_{\odot}$ 。

原则上说通过吸积而达到暴发要求的白矮星其组分可以是 He, C-O 或 O-Ne-Mg, 但它们形成 Ia 超新星暴发的可能性有较大差异。

2. 钱德拉塞卡质量暴发模型

当吸积 C-O 白矮星的质量接近钱氏质量极限 (如 $\sim 1.39 M_{\odot}$) 时, 内部的简并电子压不足以抵抗引力, 白矮星收缩, 引起中心密度、温度迅速升高。白矮星中心附近的能量平衡由星核中微子损失及压缩加热决定。中微子损失率随着中心密度的增加而增加直至后者接近 $2 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ 。此时核反应的产能率将超过中微子能量损失率, 这一时刻标志着白矮星中心区域的热核反应开始。在碳燃烧点火后的 $\sim 10^3$ 年里, 星核将通过对流方式加热。

现在已经很清楚: 一旦电子简并的 C-O 核点火, 随后的燃烧将是爆炸性的。依据 Rankine-Hugoniot 的跃变条件, 燃烧波将可能以亚声速爆燃波 (deflagration) 及超声速爆轰波 (detonation) 中的一种向周围的未燃烧物质传播。爆燃波前将会皱折, 其传播速度的估计是一个难点, 通常是以参数化的方式取定。基于以上两种燃烧方式, 不同的 Ia 超新星暴发模型相继被提出来, 它们是较早时候的瞬时爆轰模型、亚声速爆燃模型, 以及后来的延迟爆轰模型、脉动延迟爆轰模型。整体进步的缓慢源于湍动燃烧物理及爆燃—爆轰转换的复杂性。钱氏质量亚声速爆燃模型的典型代表是 Nomoto 提出的一维 W7 模型^[7], 它要求有效湍动燃烧速度为声速的 $20\% \sim 30\%$ 。在快速传播的爆燃波后, 一系列的核合成反应发生并产生 ^{56}Ni , Ca-S-Si, O-Ne-Mg 等元素, 这与 Ia 超新星的观测特性符合很好, W7 模型也一度被认为是最成功的模型之一。以上我们讨论了钱氏质量白矮星暴发的几种可能的燃烧过程, 由于基本物理并不能排除由非常相似的起点出发而得到性质不同的结果, 因此从某种程度上说在钱氏质量白矮星爆炸时这些过程可能都发生过。

三、Ia 超新星的多样性和标准烛光的建立

在过去很长的一段时间内, 所有 Ia 超新星的暴发被认为是相同的, 因而它们产生均匀一致的光变曲线及峰值光度。正是由于 Ia 超新星光变曲线的这种均匀性使其成为用于宇宙学的标准烛光。但随着高质量观测数据的积累, 特别是两类极端暴发事件 SNe 1991T^[1] 及 1991bg^[1] 的发现, 使得人们认识到 Ia 超新星暴发并不完全一样: 它们的峰值光度、颜色及光变曲线的宽度等观测性质均表现出一定的差异, 例如 B 波段的极大星等弥散约 2 mag, V 波段可相差约 1 mag。Branch 指出 Ia 超新星本身是多样的: 从高激发态光谱, 高蓝移特征谱, 宽光变曲线, 以及高光度到那些低激发态谱, 低蓝移特征谱, 窄光变曲线及低光度构成了近似一维的 Ia 超新星暴发序列^[3]。Ia 超新星的观测多样性可能预示着 Ia 超新星具有不同的暴发机制或者是前身星系统的性质 (如金属丰度、年龄) 有差异。那么 Ia 超新星还能用作标准烛光吗? 回答是肯定的。

尽管 Ia 超新星峰值光度存在内禀差异, 但这种差异不是随机的, 而是表现出一定的系统行为: 较亮的 Ia 超新星具有较宽的光变曲线峰。Phillips 用参数 $\Delta m_{15}(\text{B})$ (即 B 波段极大后 15 d 的星等下降值) 首先将这一关系定量化^[10], 即 $M \propto b \Delta m_{15}(\text{B})$ 。这种经验的

光度一下降率关系可以用来对 Ia 超新星的光度进行归一化, 即 Ia 超新星可以作为归一化的标准烛光来使用。光变曲线同光度的经验相关在理论上也是可以理解的: 一般认为 Ia 超新星的光变曲线是由 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ 放射衰变链提供能量的, 因此暴发时产生的 ^{56}Ni 的质量将对光变曲线峰值宽度有重要影响。合成的 ^{56}Ni 的质量越大, Ia 超新星就越亮, 而沉积的能量释放 (即 γ 光子逃逸出来变成可见光) 持续的时间就越长, 即光变曲线峰持续时间越长。近年来光度宽度关系不断被修正, 并已有几个不同形式: ① $\Delta m_{15}(B)$ (Hamuy 等^[10]); ② 多色光变曲线形状 (MLCS) (Riess 等^[8]); ③ 延伸因子 (Perlmutter 等^[9])。观测事实告诉我们, Ia 超新星峰值光度除了同其光变曲线宽度相关外, 同光极大时超新星的颜色 ($B_{\max} - V_{\max}$) 以及其所处环境如母星系的哈勃型、颜色及超新星的空间位置等参数也有关。研究表明相互独立的两个参量 $\Delta m_{15}(B)$ 及 ($B_{\max} - V_{\max}$) 能更有效地归一化, Ia 超新星的峰值光度星等弥散仅为 $\sim 0.13\text{mag}$ 。如此小的星等弥散与观测误差大小相当, 这也许是宇宙中最好的距离指示器了。由此我们看到, 尽管 Ia 超新星不是理想的标准烛光, 但却是可归一化的标准烛光。

四、宇宙学参数

Ia 超新星具有相对均匀的光变曲线、光谱, 极大时的光度可以同其母星系相比, 并且作为单体暴发事件它不会受到宇宙回顾时间 (look-back times) 的影响, 因而 Ia 超新星可作为很好的距离指示器来研究宇宙膨胀率、物质密度及真空能量密度。

1. 哈勃常数

经验光度—光变曲线峰的改正关系可使得 Ia 超新星的峰值光度弥散仅为 $\sim 0.13\text{mag}$, 由此得到的距离误差不到 7%。而精确确定哈勃常数的另一个前提是需要准确知道 Ia 超新星的峰值光度 (用绝对星等表示)。造父变星的周光关系在小尺度上测量河外距离是最可靠的, 目前有 10 颗近星系中暴发的 Ia 超新星的造父距离得到测定; 其详细参数及相关的参考文献可见 Gibson 等^[13] 和 Wang 等^[11,12]。由它们给出的 Ia 超新星 B, V 波段的极大绝对星等值分别为 $-19.50 \pm 0.08\text{mag}$, $-19.48 \pm 0.08\text{mag}$, 不同作者得出的哈勃常数 H_0 值的范围大约在 $55 \pm 3\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ 到 $68 \pm 2\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ 之间 (含 1 倍统计误差)。Branch 给出由 Ia 超新星定出的 H_0 值的最保守范围应在 $60 \pm 10\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ ^[3]。直到最近, 由 Ia 超新星定出的 H_0 值仍可相差 15% 左右, 此外, 造父变星周光关系的零点 ($m - M$)_{LMC} = 18.50^[14] 也存在被修正的可能。

2. 密度参数

用 Ia 超新星确定宇宙密度参数, 只需准确测量星等红移关系 $m - z$ 。“超新星宇宙学项目” (SCP)^[15] 和“高红移超新星巡天组” (HZSST)^[16] 共发现将近 200 颗高红移超新星, 其中经过光谱证认为 Ia 超新星的有 100 多颗, 最远的一颗 $z \sim 1.32$ ^[19]。具有测光数据的 Ia 超新星有近 60 颗, 具体的测光数据处理技术 (如“K 改正”及时间膨胀改正) 可参见 Perlmutter 等人及 Riess 等人的讨论 (以后称 P99; R98)。

两个研究组用各自的高红移 Ia 超新星巡天数据得出一个共同的结论: 遥远的 Ia 超新

星比预期的结果要暗 0.25mag 左右 (对 $\Omega_{\text{total}}=1$, $\Omega_{\Lambda}=0$ 的宇宙模型而言), 例如, R98 为 0.28mag, 而 P99 为 0.20mag。这表明我们的宇宙所拥有的物质质量仅为使宇宙平坦所需要物质质量的 20%~30%, 而可能存在的系统效应并不能有效地解释遥远 Ia 超新星的暗淡现象 (见 R98 及 P99 的讨论), 这使得宇宙是平坦的且不存在宇宙学常数的传统观点受到质疑。实际上对于爆胀模型, 由超新星的数据拟合哈勃图可得到 $\Omega_M \approx 0.3$, $\Omega_{\Lambda} \approx 0.7$ (见图 1), 这

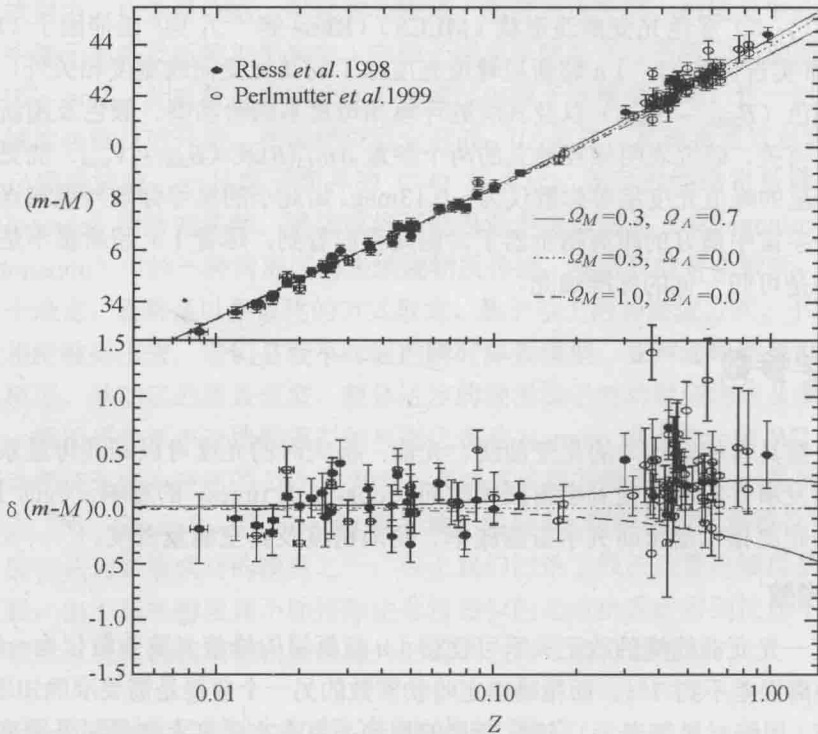


图 1 由 SCP^[4] 及 HZSST^[5] 的高红移 Ia 超新星数据得到的哈勃图 (距离模数作为红移的函数) 图中的线为特定参数的宇宙学模型给出的预计值。下图表示观测的离模数与开放宇宙学模型 ($\Omega_M=0.3$, $\Omega_{\Lambda}=0$) 预计值的差

一结果具有很高的统计置信度。这表明今天的宇宙正处于加速膨胀阶段, 而加速的引擎是充斥整个宇宙的真空能量密度 (或暗能量), 表现为爱因斯坦场方程中的宇宙学常数项。目前具有精确测光数据的高红移 Ia 超新星数目并不是很多, 而 $z > 0.7$ 的样本更少, 还无法对 Ω_M , Ω_{Λ} 分别作出有意义的限制, 但可以对 $\Omega_M - \Omega_{\Lambda}$ 作出限制 (如 P99 给出 $0.8 \Omega_M - 0.6 \Omega_{\Lambda} \approx -0.2 \pm 0.1$)。而另一方面, 由宇宙微波背景辐射 (CMBR) 的第一个多普勒峰角尺度测量给出的 $\Omega_M - \Omega_{\Lambda}$ 置信轮廓几乎与 Ia 超新星的垂直^[20], 因而这两种方法得到的结果是互补的。下一代测量 CMBR 的卫星 (MAP, Planck) 上天将给出 $\Omega_M - \Omega_{\Lambda}$ 的更窄的误差范围。结合 Ia 超新星的结果, 对 Ω_M , Ω_{Λ} 分别作出精确的限制是可能的 (见图 2)。

现在我们能下的结论只是: 宇宙可能是在加速膨胀的。检验更远处 Ia 超新星的 $m-z$ 关系将有助于解决争议。对 $\Omega_M \approx 0.3$, $\Omega_{\Lambda} \approx 0.7$ 的宇宙模型, $m-z$ 关系在 $z \approx 0.7$ 处存在一个拐点 (见图 1), 宇宙由减速膨胀阶段 (宇宙能量密度以物质为主的时期) 过渡到加速膨

胀阶段（能量密度以真空能为主的时期）。因此对 $z \approx 1.0$ 附近的 Ia 超新星的观测将给出最直接的判定：如果远处 Ia 超新星的暗淡效应是由宇宙学常数造成的，那么这种效应在 $z \geq 0.7$ 处会减弱；反之若是由系统效应引起，如超新星的演化，非标准消光或是引力透镜，那么将能看到这种暗淡效应会随红移线性增长。目前 $z \approx 1.0$ 的 Ia 超新星观测工作正在进行。

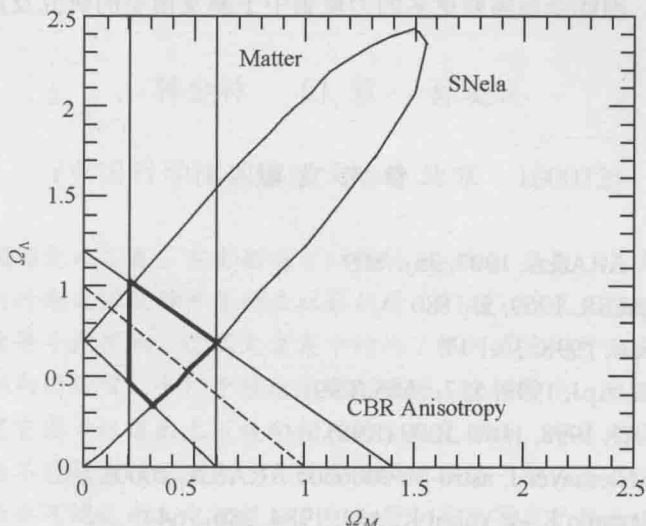


图 2 SN Ia, CMBR 及物质密度的测量对宇宙学模型的联合限制^[23]。在 $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ 平面中，椭圆形状的置信区域由 Ia 超新星数据给出；CMBR 各向异性测量给出同 Ia 超新星几乎垂直的置信区域；竖线为物质密度的测量范围。图中粗线区域为三种方法得到的交集

3. 暗能量

如果我们相信高红移 Ia 超新星的测量结果：宇宙正在加速膨胀，而加速的动力来自暗能量。那么确定暗能量的性质则是对宇宙学及基本物理的挑战。通常用状态方程参数 $\omega_x = p_x / \rho_x$ （压强与能量密度之比）来对成分为 x 的宇宙能量源参数化^[21]， ω_x 的相关范围在 0（对应普通物质）和 -1（对应宇宙学常数）之间。表述暗能量成分最简单的物理模型是一个缓慢起伏的近似无质量的标量场。当场不随时间变化，有 $\omega_\Lambda \sim -1$ ，标量场的势能相当于我们现在说的宇宙学常数 Λ 。若场随时间空间变化，状态方程是红移 z 的函数，即 $-1 < \omega_Q(z) < 0$ ，暗能量源是一种被称为“基本物质”（quintessence）的能量成分^[22]。最近这方面的研究主要是讨论所谓的示踪模型（tracker models of quintessence），它假定标量场的密度至少在其部分的历史过程与物质密度或辐射密度是相当的^[18]。总之，精确确定今天的 ω 及随时间的变化将为暗能量的性质及动力学特征提供重要信息，而这需要更远、更多的高质量 Ia 超新星观测数据。

五、展望

Ia 超新星作为宇宙的探针，在宇宙学的研究中正起到愈来愈重要的作用。用 $z \sim 0.5$

的 Ia 超新星观测数据时,我们发现了暗能量的存在;而将 Ia 超新星的探测延伸到 $z = 1.5 \sim 2$ 时,也许我们将能确定暗能量的性质,这也是即将发射的 SNAP 卫星(超新星加速探测器,参见 <http://snap.lbl.gov/>)的一个雄心勃勃的计划。SNAP 的上天将致力于发现大量 (1000~2000) 具有高光谱分辨率和高精度 (1%) 测光的宇宙学距离 ($0.1 < z < 1.7$) 的 Ia 超新星,这必将为宇宙学的精细研究提供最强有力的资料,例如可以确定宇宙状态方程及随时间的演化。因此今后需要更多的力量集中于暴发模型的研究及前身星系统的寻找工作。

参 考 文 献

- 1 Filippenko A V. ARA&A, 1997, 35: 309
- 2 Arnett W D. Ap&SS, 1969, 5: 180
- 3 Branch D. ARA&A, 1998, 36: 17
- 4 Perlmutter S, *et al.* ApJ, 1999, 517: 565 (P99)
- 5 Riess A G, *et al.* AJ, 1998, 116: 1009 (R98)
- 6 Hillebrandt W & Niemeyer J. astro-ph/0006305.ARA&A, 2000
- 7 Nomoto K, Thielemann K, & Yokoi K. ApJ, 1984, 286: 644
- 8 Riess A G, Press W H, Kirshner R P. ApJ, 1996, 473: 88
- 9 Perlmutter S. ApJ, 1997, 483: 565
- 10 Phillips M M. ApJ., 1993, 413: L105
- 11 Wang X F, Li Z W, Chen L. CJA&A, 2001, 1, 3, 257
- 12 王晓峰, 李宗伟. 天文学进展. 2000, 18 (2): 151
- 13 Gibson K, *et al.* ApJ, 2000, 529: 628
- 14 Madore B F, Freedman W L. PASP, 1991, 103: 933
- 15 Perlmutter S. *et al.* Nature, 1998, 391: 51
- 16 Garnavich P M. *et al.* ApJ, 1998, 493: L53
- 17 Riess A G. PASP, 2000, 112: 1184
- 18 Carrol S M. Living Rev. in Rel., 2001, 4: 1(astro-ph/0004075)
- 19 Gilliland R L, Nugent P E, Phillips M M. ApJ, 1999, 521: 30
- 20 Eisenstein D J, Hu W, Tegmark M. ApJ, 1998, 504: L57
- 21 Sahni V & Starobinsky A. J.Mod.Phys., 2000, D9: 373(astro-ph/9904398)
- 22 Caldwell R R, Dave R & Steinhardt P J. Ap&SS, 1998, 261: 303
- 23 Turner M S. PASP, 1999, 111: 264

宇宙磁场：探测手段和主要结果

韩金林 门 慧 孙晓辉

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘 要 宇宙中磁场无处不在。宇宙磁场可以借助 Zeeman 分裂、星光偏振、同步辐射的射电偏振测量、河外射电源及脉冲星的法拉第旋转 (RMs) 以及正在兴起的红外、远红外和毫米波偏振测量等手段探测。这篇文章集中讨论了银河系及河外天体的可观测磁场。在银盘中,存在着取向沿旋臂、平行于银盘的规则磁场。在银晕中,观测到反对称的 RM 分布,并进一步认定它源于银道面上下旋向相反的大尺度磁场。宇宙磁场的起源是一个活跃的领域。原初磁场不能被直接探测到,目前探测到的磁场一般认为是由种子磁场经多种放大效应形成。磁场也可能是由发电机效应产生于原初星系等离子体云中,并且在星系形成后一直由发电机效应维持。

一、引言

宇宙中任何地方都可以探测到磁场,小到原子,大到星系团,强度跨越了 20 多个量级,相干尺度大至 10kpc。历史上,中国人在 4000 年前就知道地磁场的存在。公元前 250 年就有指南器“司南”的记述,说明人们已经知道地磁场的指向性。汉朝时人们利用“磁车”为帝王的出行指路。1600 年 William Gilbert 利用磁铁试验,此后 Coulomb, Faraday, Oersted 和 Gauss 等人相继发现了一系列重要的磁效应。

Zeeman 于 1896 年发现磁场导致谱线分裂,这一效应开辟了探测恒星磁场的途径。光学波段的 Zeeman 效应被用于测量太阳及磁星的磁场。1908 年, Hale 观测到太阳磁场,1947 年, Babcock 探测到 Ap 星磁场。

1937 年, Alfven 利用星际磁场解释观测到的宇宙线各向同性分布。但是 Fermi 强调磁场充斥着整个星际空间。最初 Hiltner 和 Hall 探测到星光偏振,并解释这一现象由银道面附近的尘埃散射引起。Davis 和 Greenstein 提出是这些尘埃颗粒经磁场排列后的散射光导致星光偏振 (Davis & Greenstein 1951)。

随着射电天文的发展,人们开始收集银河系、邻近星系、星系团及遥远射电星系的磁场信息。1957 年,射电波段的 Zeeman 效应被预言,并于 1968 年证实。1962 年,射电偏振观测给出了银河系磁场存在的证据 (Westerhout *et al.* 1962; Wielebinski *et al.* 1962)。后来,观测发现星系和射电源的偏振辐射受到银河系磁场引起的法拉第效应的影响。除直接

射电偏振之外,这一发现引发了探测磁场的第二个射电方法。

随后脉冲星的大量发现使其成为探测银河系磁场的理想探针。观测脉冲星及河外偏振射电源的 RM 是探测银河系大尺度磁场结构的最好方法。

由星系团中弥漫的射电连续辐射,我们还可以探测到星系团的磁场强度。对于宇宙深处的磁场,一般认为至少在红移为 2.0~3.0 的 Lyman- α 系统有磁场存在(Kronberg 1994)。人们试图用残余法拉第旋转 RRM 的方差随红移 z 的变化来揭示宇宙磁场的演化。

值得注意的是利用 Zeeman 效应和 RM 可以探测沿视线方向的磁场,而同步辐射以及星光和尘埃的偏振主要反映垂直于视线方向的磁场。

二、Zeeman 分裂

Zeeman 效应主要用于探测分子云中的磁场,是研究分子云核心区域恒星形成过程的重要方法。结合尘埃辐射的偏振测量,可以观测到分子云中的三维磁场结构。

Zeeman 效应被广泛用于探测天体的磁场。1968 年 Verschuur 在射电波段观测到 Perseus 旋臂 HI 云中的 Zeeman 效应。然而在 HI 云中磁场较弱,导致 Zeeman 效应也很弱,使其难与仪器效应区别,因此探测磁场非常困难。而 OH 脉泽通常发生在密度高的分子云中,相应的这里的磁场强度通常也很大,这一点有利于观测 OH 谱线的 Zeeman 分裂(Crutcher 1999)。

Reid & Silverstein (1990) 首次利用 Zeeman 效应探测银河系大尺度磁场。Zeeman 效应只能在二三十个脉泽源中观测到,要定出银河系磁场,可能还需要大量脉泽的观测数据。另外这里还假设了由星际空间气体收缩成分子云并形成脉泽时,磁场方向保持不变。

目前越来越多的谱线观测到 Zeeman 效应,如 H_2O , CN, CCS 的谱线。在高密度分子云中,OH 脉泽和 H_2O 脉泽会在小范围内形成。密度在 $10^5 \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 的分子云可通过 CN 谱线的 Zeeman 效应探测磁场。另外有人通过 HI 吸收线探测有红移的分子云或靠近核心区域的磁场信息。

三、星光偏振

星光偏振可以用来探测太阳附近 1~2kpc 星际介质中的磁场。目前在这个范围内有 9286 颗恒星测过线偏振,这些数据表明偏振度和消光都随着距离的增大而增大。很多分析指出在太阳附近 2~3kpc 以内存在着取向沿旋臂、平行于银盘的规则磁场(e.g., Heiles 1996)。规则磁场能量占总磁场能的 39%~62%。

星光偏振观测也可以揭示邻近星系的磁场。在一些星系中观测到排列有序的光学偏振矢量,如在 NGC1068 的偏振图中(图 1)不仅可以看到星系的旋臂结构,还可以看到旋臂与旋臂间偏振矢量形成的漩涡结构。人们认为该现象由磁场产生,而磁场与星系的形态相关。在倾角小的星系中,偏振矢量在 kpc 的尺度上与旋臂和谐一致。倾角大的星系,如 M104 和 NGC 5128,中心区域的偏振矢量则平行于尘埃带。

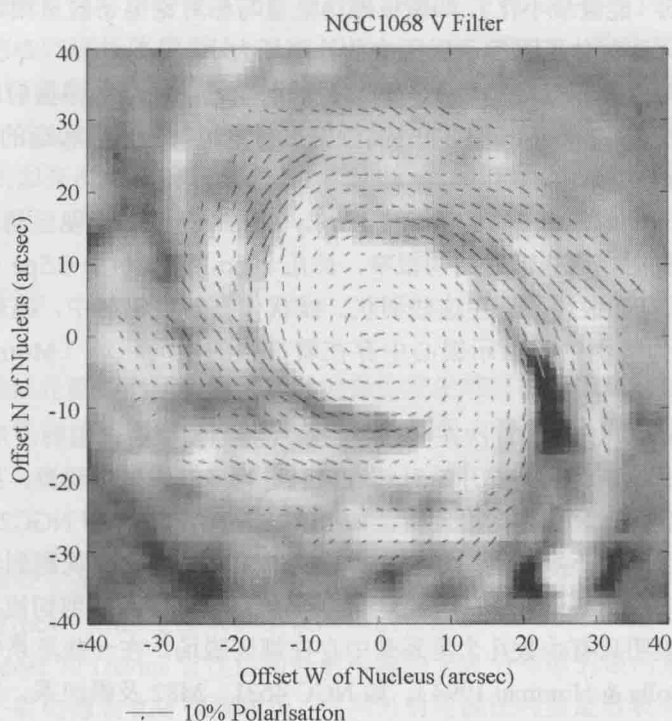


图1 NGC 1068 光学偏振观测揭示磁场与旋臂的一致性 (Scarrott *et al.* 1991)

四、红外、远红外、毫米波和亚毫米波偏振测量

随着红外、远红外、毫米波和亚毫米波偏振测量技术的改进，尘埃偏振辐射逐步被用来探测磁场。在这些波段上没有散射，因此偏振来源于被磁场排列有序的尘埃的热辐射。观测这种尘埃的线偏振可以最直接揭示分子云中的磁场构形。在这些波段上观测银心附近时，可以看到在平行于银道面的中心分子带中存在环行磁场 (Novak *et al.* 2002)。目前这种方法由于灵敏度的限制，尚且不能应用于河外星系，但不远的将来，这种状况会大为改观。

五、同步辐射

相对论电子在磁场中回旋运动发出同步辐射。大多数非热的宇宙射电辐射是同步辐射产生的，例如，类星体、射电星系、正常星系和超新星遗迹的射电辐射。

射电同步辐射的强度正比于 $N(E)B_{\perp}^2$ ，其中 $N(E)$ 是在一定能量范围内的相对论电子密度， B_{\perp} 为磁场垂直于视线方向的分量， x 依赖于电子能谱，通常取为 $7/2$ 。同步辐射的偏振方向垂直于 B_{\perp} ，偏振度代表规则磁场的能量组分，正比于 $B_{\perp,u}^2/B_{\perp,t}^2$ ，其中下标 u 和 t 分别表示规则磁场和总磁场。通过射电偏振观测，可以得到辐射区的电矢量方向及分布，将电矢量方向旋转 90° ，即可得到磁场方向。在没有独立的相对论电子密度测量的情况下，

可以通过能量均分(能量最小化),即假设磁场能量与相对论电子能量相等,估计磁场强度;或通过等压原则,即气体压强等于磁压来估计磁场大小。

在银河系的薄盘及厚盘中均可观测到弥漫的射电辐射。低频偏振射电辐射来自太阳附近几百 pc 范围内(*e.g.* Spoelstra 1984),高频偏振射电辐射则来自较远的区域(*Junkes et al.* 1987; *Gaensler et al.* 2001)。

银心作为第一个射电源于 1933 年被 Jansky 观测。在银心中现已测到羽状、线状、环状等强偏振射电辐射,这些辐射结构很窄,长几十 pc,宽度小于 0.5pc(*e.g.*, *Haynes et al.* 1992),且大多垂直于银盘面。在这些羽状、线状偏振射电辐射中,磁场平行于它们的结构,因此它们作为观测证据指示银心中存在着很强的极向磁场(*Morris & Yusef-Zadeh* 1989)。

Mathewson et al. (1972) 首次在河外星系中观测到偏振射电辐射,并发现 M51 中磁场方向与光学观测一致。此后人们开始对邻近星系进行多波段射电观测,探测到漩涡星系中磁场集中在星系盘附近,且方向沿旋臂,如 M51, M81, M83 和 NGC2977(图 2)。对于那些气体无规则运动的不规则星系和有简单旋臂的絮状星系,也观测到规则磁场。对于棒旋星系,如 NGC1097(*Beck et al.* 1999),磁场沿气体流,并且按剪切流排列。邻近星系晕中的射电观测,表明只有少数几个星系晕中存在规则磁场。在一些星系中心观测到垂直或极向磁场(*e.g.* *Golla & Hummel* 1994),如 NGC 4631、M82 及银河系,这样的结果可能是星系盘的气体外流或星系中心星暴导致的宇宙射线辐射造成的。

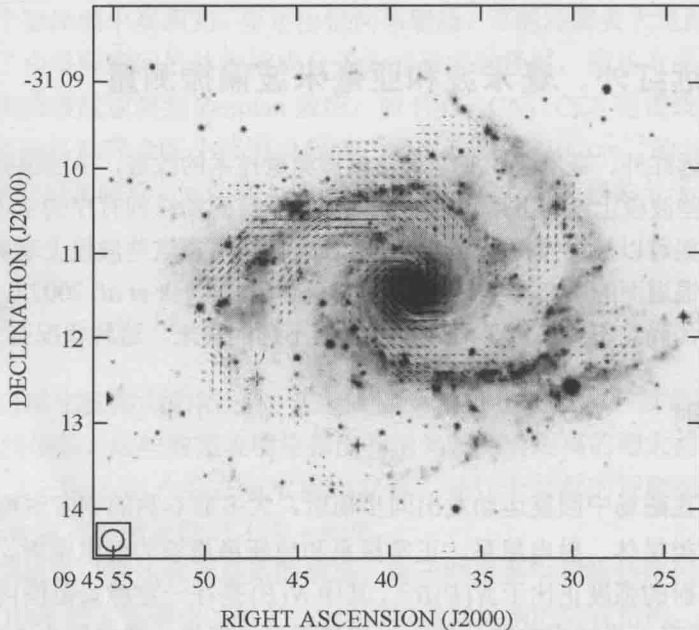


图 2 NGC 2977 的 VLA 6cm 偏振观测揭示磁场方向沿旋臂分布(*Han et al.*1999)

星系团内弥漫的射电辐射反映出团内磁场的存在。通过 X 射线探测,可以得到星系团内磁场强度的下限。而星系团晕中的射电辐射和射电源的 RMs 等测量结果都可用来估

计星系团内磁场强度。目前测到星系团内随机磁场强度为 $5\mu\text{G}$ ，相干尺度约为 10kpc ，并且越靠近星系团中心，磁场强度越大（*e.g.*, Govoni *et al.* 2001）。最近发现 X 射线强度与 RM 值相关，也说明磁场强度随半径增大而减小。中心高密度“冷流”区域，磁场强度 $\sim 40\mu\text{G}$ ，相干尺度 $\sim 50\text{kpc}$ （Taylor & Perley 1993）。在星系团边缘或星系团之间探测到化石射电源，它们表面亮度很低，带有星系团之间的磁场信息，其中一部分遗迹有显著的偏振特性。

六、法拉第旋转

线偏振的电磁波在磁等离子体中传播时偏振面发生旋转的现象叫法拉第磁光效应。这个现象可用来估计等离子体的磁场。从发射源到观测者，RM 可以被表示为

$$\text{RM} = 0.81 \int_{\text{source}}^{\text{sun}} n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} \text{ rad m}^{-2}$$

其中， \vec{B} 是积分路径中某处磁场强度（ μG ）， n_e 是传播路径上电子数密度（ cm^{-3} ）， $d\vec{l}$ 为视线方向上的单位矢量（pc）。RMs 主要来源于银河系的贡献。

1966 年，Gardner 和 Davies 首次用河外射电源的 RM 分布研究银河系磁场。此后人们利用脉冲星及河外射电源的 RM 探测磁场。对河外射电源法拉第旋转表中 674 个 RM 数据进行剔除杂点的处理，得到 551 个河外射电源的 RM 分布，大体可看成是银河系晕中大尺度磁场结构的体现（Han *et al.* 1997）。由 RM 分布图可以看到银晕中反对称的 RM 分布，并进一步认定它源于银道面上下旋向相反的大尺度磁场。这种磁场构形与 A0 型发电机产生的磁场完全相同。

七、用脉冲星测到银河系大尺度磁场结构

随着大量脉冲星的发现，脉冲星逐渐成为探测银河系磁场结构的重要天体。利用脉冲星的 RM 和色散量的比值可直接获得银河系磁场信息。

Manchester (1972, 1974) 首先系统观测了一批脉冲星的 RM，并指出太阳附近规则磁场强度约为 $2.2 \pm 0.4 \mu\text{G}$ ，方向指向 $l \sim 90^\circ$ 。Thomson & Nelson (1980) 发现在 Carina—Sagittarius 旋臂附近磁场方向反转。此后，人们测量大量脉冲星的 RM。脉冲星集中于银道面附近，可用来探测银盘内磁场。远距离脉冲星的 RM 分布显示在 Crux-Sctum 旋臂和 Norma 旋臂附近均存在磁场反转，在 Norma 旋臂附近存在逆时针方向的磁场（图 3；Han *et al.* 2002）。综上所述，在银盘中，利用脉冲星探测到取向沿旋臂、平行于银盘的规则的大尺度磁场。该磁场的正切夹角为 $-8^\circ \pm 2^\circ$ ，大尺度磁场方向在旋臂间存在翻转。

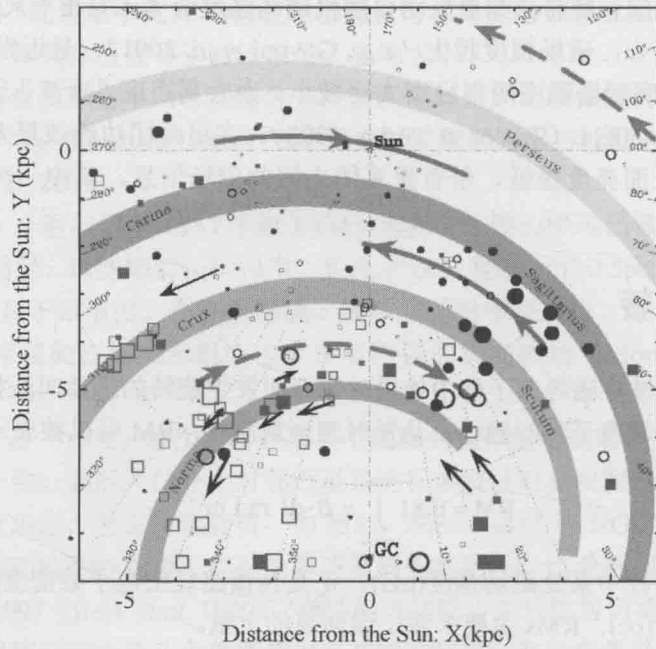


图3 银盘中脉冲星的法拉第旋转显示了大尺度磁场结构,旋臂与旋臂之间,磁场方向翻转 (Han *et al.*2002)

八、宇宙尺度磁场

河外射电源的 RM 带有宇宙大尺度磁场的信息。测量到的 RM 包含了残余法拉第旋转 RRM 与银河系的法拉第旋转 GRM 两部分的贡献。银河系各个方向的 GRM 值不太确定,但银极附近的 GRM 贡献很小。我们选取了 43 个银纬绝对值大于 70° , 红移小于 2.5 的河外射电源样本,试图通过考察 RRM 的方差随着红移的变化来解释宇宙磁场的演化。考虑 3 种模型以拟合 RRM 与红移的相关性: Friedmann 宇宙演化模型,静态模型和电离云模型。我们还从 Welter *et al.* (1984) 的 116 个样本中挑选 112 个源进行同样的拟合。我们发现用 Friedmann 宇宙演化模型加电离云模型拟合得较好,说明宇宙磁场在电离云中有更多演化,但目前不能排除其他模型。

九、磁场的起源

大尺度的磁场影响星系动力学,可能在星系形成及演化中起着重要的作用。它们的起源至今仍不清楚,目前有两种理论模型:原初起源和发电机原理。所谓原初起源,即星系形成和恒星形成前,磁场冻结在分子云气体里,在星系和恒星形成时,磁场因气体塌缩而增强。而发电机模型是目前比较流行的一种用来解释星系尺度磁场起源的理论,它认为在初始时刻星系中存在原初种子磁场,随星系演化, MHD 方程将动力学能转化为磁场能使种子磁场放大,形成大尺度磁场。我们认为银盘内的漩涡磁场是原初磁场,它在银河系形

成前就已经存在了。但银晕、银心中的环形磁场和极向磁场需用发电机模型来解释，因为这些磁场构型需要发电机维持。

发电机效应最近研究方向集中于星系内发电机效应的各种细节。大尺度的动力学螺旋性可能是大尺度磁场的必要成分。旋臂中的密度波也会提供漩涡形的激波，以及后来改变磁场的发电机 α 效应。有一部分人将研究重点转移到星系形成前的发电机效应。在解释高红移年轻星系的磁场时，应当考虑到原星系的演化和磁流体力学过程。星系中大尺度磁场可能是原星系云塌缩或星系形成前发电机效应的结果，在那个时候，所有条件都很适合发电机效应运转。

感谢 本工作得到国家自然科学基金(10025313 和 19903003)和国家重点基础研究科学基金(NKBRSG19990752)的支持。

参 考 文 献

- 1 Beck R., Ehle M., Shoutenkov V., Shukurov A., Sokoloff D., 1999, *Nature*, 397, 324
- 2 Crutcher R. M., 1999, *ApJ*, 520, 706
- 3 Davis L. J., Greenstein J. L., 1951, *ApJ*, 114, 206
- 4 Gaensler B. M., Dickey J. M., McClure-Griffiths N. M., Green A. J., Wieringa M. H., Haynes R. F., 2001, *ApJ*, 549, 959
- 5 Golla G., Hummel E., 1994, *A&A*, 284, 777
- 6 Govoni F., Taylor G. B., Dallacasa D., Feretti L., Giovannini G., 2001, *A&A*, 379, 807
- 7 Han J. L., Beck R., Ehle M., Haynes R. F., Wielebinski R., 1999, *A&A*, 348, 405
- 8 Han J. L., Manchester R. N., Berkhuysen E. M., Beck R., 1997, *A&A*, 322, 98
- 9 Han J. L., Manchester R. N., Lyne A. G., Qiao G. J., 2002, *ApJ*, 570, L17
- 10 Haynes R. F., Stewart R. T., Gray A. D., Reich W., Reich P., Mebold U., 1992, *A&A*, 264, 500Heiles C., 1996, *ApJ*, 462, 316
- 11 Junkes N., Fuerst E., Reich W., 1987, *A&AS*, 69, 451
- 12 Kronberg P. P., 1994, *Reports of Progress in Physics*, 57, 325
- 13 Manchester R. N., 1972, *ApJ*, 172, 43
- 14 Manchester R. N., 1974, *ApJ*, 188, 637
- 15 Mathewson D. S., van der Kruit P. C., Brouw W. N., 1972, *A&A*, 17, 468
- 16 Morris M., Yusef-Zadeh F., 1989, *ApJ*, 343, 703
- 17 Novak G., Chuss D. T., Renbarger T. *et al.*, 2002, *ApJ Letter submitted astro*
- 18 Reid M. J., Silverstein E. M., 1990, *ApJ*, 361, 483
- 19 Scarrott S. M. *et al.*, 1991, *MNRAS*, 249, 16P
- 20 Spoelstra T. A. T., 1984, *A&A*, 135, 238
- 21 Taylor G. B., Perley R. A., 1993, *ApJ*, 416, 554

- 22 Thomson R. C., Nelson A. H., 1980, MNRAS, 191, 863
- 23 Welter, G. L., Perry, J. J. & Kronberg, P. P. 1984, ApJ, 279, 19
- 24 Westerhout G., Seeger C. L., Brouw W. N., Tinbergen J., 1962, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 16, 187
- 25 Wielebinski R., Shakeshaft J. R., 1962, Nature, 195, 982

用高分辨数值模拟研究小质量暗晕的形成

林伟鹏

(中国科学院上海天文台马普伙伴小组 上海 200030)

摘要 我们用高分辨数值模拟来研究小质量星系暗晕的形成, 并与理论预言做比较。目的是研究有多少比例的小质量暗晕会在低红移处形成, 是否可能解释蓝暗矮星系的蓝颜色问题。结果发现, 与预期结果相反, 数值模拟中的小质量暗晕平均形成红移比理论预言还要大一些。这意味着理论中的条件质量函数可能有问题。

观测发现, 存在大量矮星系, 其形族比较年轻, 颜色比大星系要蓝, 而且金属含量较低。但是根据逐级成团模型, 质量较小的暗晕形成时间较早, 如果其中的恒星也跟着暗晕一起形成, 那么应该是年龄较老, 金属含量高, 颜色比较红。在亮度-颜色图上, 理论得到的暗星系的颜色比观测的要红。这意味着理论模型预言与观测结果相矛盾。这是基于逐级成团理论的星系形成模型所共有的难以克服的问题(参见 van den Bosch 2002 中的讨论)。那么, 如何解决这个困难? 有几种可能性: 一种是有更多的小质量暗晕可以在低红移处形成, 比如, 它们可以在暗晕的大并合中形成; 或者说小质量的系统中的气体在早期被预热过, 冷却比较晚。恒星形成晚; 或者小质量的星系的恒星形成时标较长, 现在仍然有大量的年轻恒星在形成。由于星系之间存在相互作用, 是否有一大部分小的星系暗晕是在小红移的时候形成的呢? 我们试图用高分辨数值模拟来研究第一种可能性是否存在, 就是说, 在模拟中低红移处形成的暗晕是否比模型预言的要多。模型(The excursion set approaches)有三种: 一是经典的扩展 Press-Schechter (Press & Schechter 1974) 理论(EPS 模型; Lacey & Cole 1993); 一是改进过的椭球塌缩模型(EC 模型; Sheth & Tormen 2002); 还有一种是非球对称塌缩模型(NCB 模型; Chieuh & Lee 2001, Lin, Chieuh & Lee 2002)。其中, EPS 模型已经被用来作星系形成的 Merger Tree, 成功地建立星系形成的半解析模型, 并定量地解释了一些星系形成中的问题。

为了与理论预言做比较, 我们先利用前面所述的三个模型各自的条件质量函数来计算暗晕形成红移的分布概论。这里的暗晕形成红移的定义是指: 在该红移处有某一前身暗晕中含有一半母暗晕的质量。这里母暗晕指的是在当前挑出来研究的暗晕。暗晕的形成可以用简单的模型来描述: 按照逐级结构形成理论, 结构是来源与早期暗物质的密度扰动, 这个扰动在暗质量本身的引力作用下开始增长(在早期, 可以看成线性增长), 某区域的密度反差(over-density)越来越大, 当它大于某一临界密度反差, 这个区域就变得引力不稳定, 并开始塌缩, 最后塌缩并弛豫为稳定的维里化的物体, 称之为暗晕。这里的临界密度反差

可以简单的给出,它与宇宙学模型有关系,而且线性增长因子也可以简单给出。对于计算暗晕的形成红移分布而言,关键只在于条件质量函数。具体的计算过程如下。一个质量为 M_2 的暗晕,如果定义它的一半质量在某个前身暗晕中的时候为其形成时间,那么其条件概率为

$$P(t_f < t_1 | M_2, t_2) = P(M_1 > M_2/2, t_1 | M_2, t_2) \\ = \int_{S_2}^{S_h} \frac{M(S_2)}{M(S_1)} f_{s_1}(S_1, \delta_{c1} | S_2, \delta_{c2}) dS_1$$

其中, $S_h = S(M_2/2)$, $S \equiv \sigma^2(M)$ 。

在上面的方程中, $\delta_{c1} \equiv \delta_c(z_1)$, $\delta_{c2} \equiv \delta_c(z_2)$ 是 z_1, z_2 处的临界密度反差, $S \equiv \sigma^2(M)$ 是某一质量为 M 的区域的密度起伏, $f_{s_1}(S_1, \delta_{c1} | S_2, \delta_{c2})$ 就是所谓的条件质量概率函数 (Lacey & Cole 1993)。这样,形成红移的概率分布为:

$$\frac{dp}{dM_1}(M_1, z_1 | M_2, z_2) dM_1 = \left(\frac{M_2}{M_1}\right) f_{s_1}(S_1, \delta_{c1} | S_2, \delta_{c2}) dS_1 \\ (M_2/2 < M_1 < M_2, z_1 > z_2)。$$

定义 $M_2 = M_0, z_2 = 0$, 积分上式就可以得到暗晕形成红移的概率分布。如果我们考虑椭圆塌缩模型或非球形塌缩模型,只要用相应的条件质量概率函数即可,这里略过不再赘述(详见 Lin, Jing & Lin 2002)。

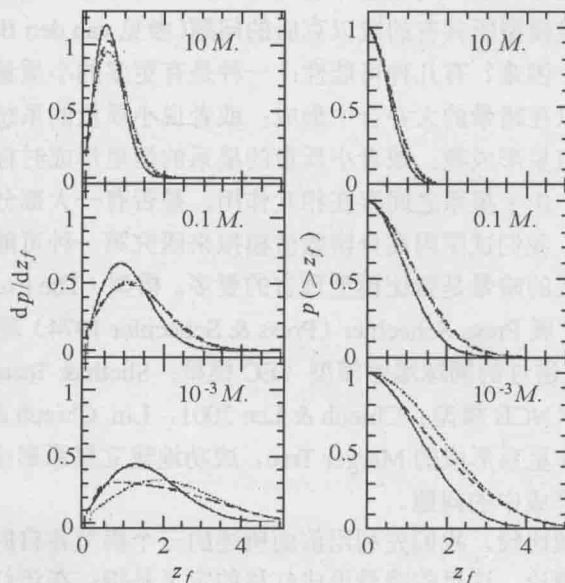


图 1

图 1 是我们计算得到的理论曲线,对应三种不同的暗晕,质量分别为 10^{-3} , 0.1 , $10M_*$ (M_* 为零红移处的非线性质量)。图中的实线、点线、长虚线分别代表 EPS、EC、NCB 模型的结果。左图为微分概率分布,右图为累积概率分布。可以看出:小质量暗晕的三种预

言各不相同；对于中等大小的暗晕，EC 和 NCB 的结果较相近；对于大暗晕，它们基本一致。可以看出，大的暗晕的形成要晚于小暗晕，但是小暗晕的形成红移分布比较平，也有一些小暗晕是在小红移处刚刚形成的。

我们用两组独立的数值模拟来研究小质量暗晕的形成红移分布。每组模拟的盒子大小为 $25 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ ，各有 256^3 个粒子，每个粒子的质量为 $7.7 \times 10^7 h^{-1} M_{\odot}$ 。宇宙学采用 LCDM 模型， $\Omega_0=0.3$ ， $\Lambda=0.7$ ， $h=0.7$ 。采用 LCDM 功率谱，幅度 $\sigma_8=0.9$ ，形状因子 $\Gamma \equiv \Omega_0 h = 0.2$ 。对于这样的功率谱，非线性质量为 $M_* = 9.5 \times 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$ 。这些模拟起始红移为 72，共演化 5000 步，有 169 个输出，我们采用了其中的 65 个输出。这些模拟结果是由景益鹏博士在日本东京大学得到的(Jing 1998, Jing & Suto 1998, 2002)。

我们的暗晕最小含有 100 个粒子，最多有 1200 个粒子，对应的质量范围为 $10^{-3} \sim 10^{-2} M_*$ 。暗晕是用 FOF (Friends-of-friends) 方法挑出来的，采用了目前流行的定义维里质量的方法，并且把引力势最低点找出并定义为暗晕的中心，维里半径也已经一并给出。这样，在零红移处我们可以把符合上述质量范围内的暗晕（所谓“母暗晕”）找出来，并确定它们中的成员粒子集合。接着在上一步的输出中定位某一母暗晕的成员粒子，看它们是否处于某些“子暗晕”中，计算每个“子暗晕”中含有这个母暗晕的成员粒子的比例。依次往前找……一直到这个比例为 50%，那么定义该步所对应的红移为这个暗晕的形成红移（“半质量形成红移”）。这样定义出来的形成红移与理论预言中的定义一致，可以直接进行比较。我们把暗晕按质量分为三段：① 100~200 个粒子；② 200~600 个粒子；③ 600~1200 个粒子。结果如图 2 所示。

图中直方图实线的是两个模拟结果的平均值且带有误差棒，虚线直方图是每个模拟的结果。实线曲线是 EPS 模型的预言，短虚线曲线是 EC 模型的预言，长虚线是 NCB 模型的预言。

N_{halo} 后面的数目为两次模拟中母暗晕的数目。横轴代表暗晕的形成红移，纵轴为分布概率。可以看出：在低红移处 ($z_f < 1.5$)，数值模拟的结果比 EPS 以及 NCB 模型预言的要小，但是与 EC 模型的预言比较符合；在高红移处 ($z_f > 2.5$) 数值模拟的结果与 EPS 模型的预言符合，而 EC 和 NCB 模型预言了的数值较大。平均而言，数值模拟的平均红移要比 EPS 模型预言的要大，其轮廓要窄一些，峰值高一些。这说明，理论预言的条件质量函数一定的问题，可能它对于暗晕质量和红移的依赖关系不一定很准确。因为 EC 或 NCB 模型中这个函数的形式是通过拟合大质量暗晕的条件质量分布得到的，不一定适用于小质量暗晕。这种通过研究暗晕形成红移分布的方法是研究暗晕条件质量函数的另一种方法，通过它可以看出条件质量函数对红移的依赖关系是否正确。

联系到蓝暗矮星系的形成，与预期的结果相反，我们没有发现有大并合产生小质量暗晕的粒子。相反，在低红移处形成的小暗晕的比例比 EPS 理论预言的还要少一些，但考虑了椭圆塌缩情形的模型相符合。这意味着，在低红移处形成的矮星系比例不会得到提高，无法间接解决矮星系的“蓝颜色”问题。

值得指出的是，在模拟中，我们发现至少有 10%~15% 的小暗晕曾经进入到比它质量更大（大 3 倍以上）的暗晕的一半维里半径内，然后再跑出来。这么近距离的相遇能引起强烈的相互作用，从而引起大量的年轻恒星形成。那么，矮星系的颜色有可能会变的蓝一

些。但是潮汐作用下的气体运动, 冷却等物理过程是相当复杂的, 要得到定量的计算结果需要更多的工作。我们还用其他多体模拟研究了更大质量的暗晕的形成红移问题, 详见 Lin, Jing & Lin (2002)一文。

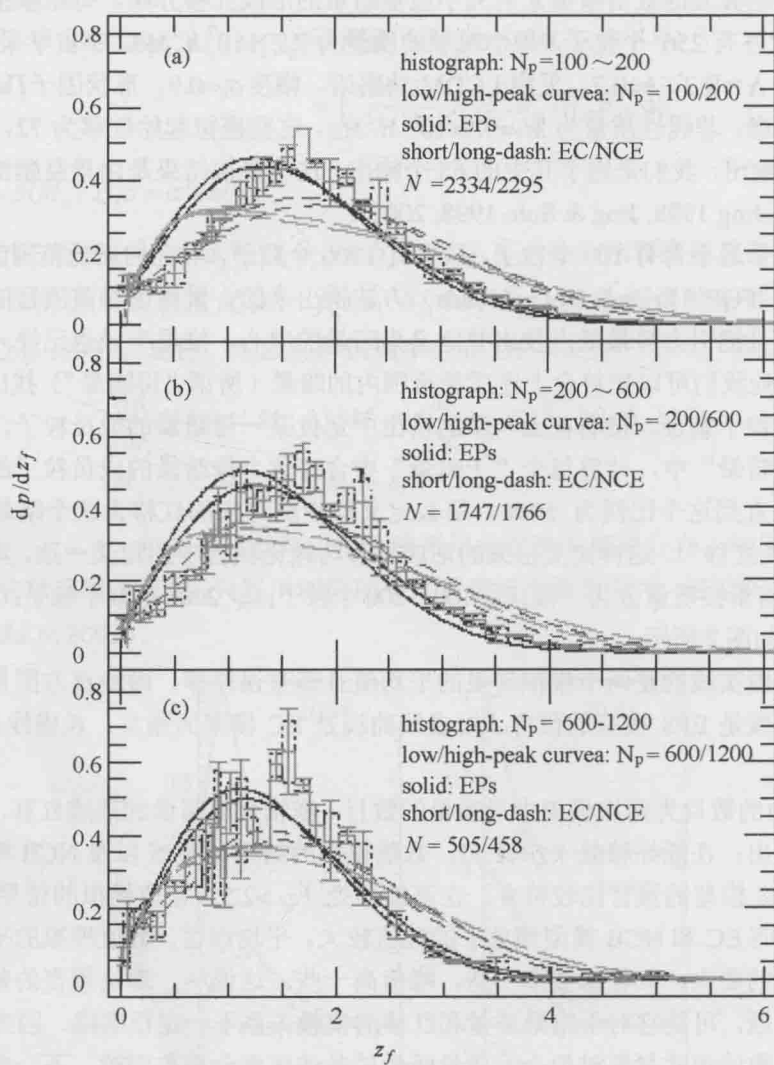


图 2

感谢 景益鹏博士提供数值模拟的结果以及有益的讨论与帮助。

参考文献

- 1 Chiueh T., & Lee J., 2001, ApJ, 555, 83
- 2 Jing Y.P., 1998, ApJ, 503, L9

- 3 Jing Y.P., Suto Y., 1998, ApJ, 494, L5
- 4 Jing Y.P., Suto Y., 2002, ApJ, 574, 538
- 5 Lacey C., & Cole S., 1993, MNRAS, 262, 627
- 6 Lin L., Chieuh Z., & Lee J., 2002, ApJ, 574, 527
- 7 Lin W.P., Jing Y.P., & Lin Liwai, 2002, in preparation
- 8 Press W., & Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425
- 9 Sheth R.K., & Tormen G., MNRAS, 329, 64
- 10 van den Bosch F.C., 2002, MNRAS, 332, 456

活动星系核中心黑洞质量的研究

吴学兵

(北京大学天文学系 北京 100096)

自 20 世纪 60 年代以来,类星体和活动星系核的高光度一直被普遍认为是来源于围绕中心超大质量黑洞的吸积盘所发出的辐射。在这一模型里,吸积物质由于黑洞的强引力作用,在围绕黑洞的吸积盘内通过粘滞耗散过程有效地将引力能转化为辐射能,从而可以很好地解释类星体和活动星系核的一系列观测现象(Rees 1984)。尽管根据恒星演化的理论,我们知道大质量恒星的演化结果可以产生质量为 10 个太阳质量左右的黑洞,但对超大质量黑洞,其质量为百万个太阳质量以上,一直没有很好的理论模型来解释它的形成和演化。对银河系内一些 X 射线双星的观测已给出了大约 20 个双星系统存在恒星级黑洞的证据,其中最著名的是天鹅座 X-1。观测显示这些双星系统中致密天体的质量都大大超过中子星的质量上限,因此只能是黑洞。然而,在活动星系核中寻找超大质量黑洞的观测证据却是相当困难的一件工作,只到最近几年才有比较明显的进展。

随着大口径地面光学、射电望远镜的不断建立和哈勃空间望远镜(HST)于 1990 年飞上太空,这些望远镜分辨本领的极大提高使得天体物理学家们可以比较精确地测量银河系和一些近邻星系中心恒星和气体的运动速度。根据这些恒星和气体的运动特征,目前天体物理学家们已发展了三种动力学方法,即恒星动力学、气体动力学和微波水脉泽动力学,来测量这些星系中心物质的质量。如 Ghez 等(2000)对围绕银河系中心射电源人马座 A*(Sag A*)的恒星进行了自行速度的测量,发现要解释这些恒星的运动规律必须假定银河系中心存在一质量为 2.6 百万太阳质量的黑洞。Miyoshi 等(1995)对 NGC 4258 的水脉泽盘进行了 VLBA 观测,发现它在 0.2pc 内仍非常好地遵从 Kepler 定律。这一观测显示 NGC 4258 中心存在一质量为 4 千万太阳质量的黑洞。Harms 等(1994)利用 HST 发现射电星系 M87 存在大量盘状电离气体,这些气体围绕星系中心作 Kepler 转动,观测表明其中心存在一质量为 30 亿太阳质量的黑洞。目前,利用动力学方法已经确定了近 40 个近邻星系中心的黑洞质量,其范围在几百万到几十亿太阳质量之间(Kormendy & Gebhardt 2001)。通过对星系中心黑洞质量与星系核球部分光度和中心速度弥散的统计分析,天体物理学家发现它们存在明显的相关性。其中,黑洞质量与中心速度弥散存在更为紧密的相关性(Gebhardt *et al.*, 2000)。这些相关性显示星系中心超大质量的形成与星系的形成与演化密切相关,尽管目前理论上还远远不能对这些关联给出很好的物理解释。

另一方面,虽然人们早就认为活动星系核中心存在着超大质量黑洞,但在活动星系核

中寻找超大质量黑洞存在的直接证据却远非易事。首先,活动星系核明亮的核心辐射使得我们不能用恒星动力学的方法来测量中心黑洞的质量,只有对极少数的活动星系核才能用气体动力学和水脉泽动力学的方法估计中心黑洞的质量,因此对大多数活动星系核必须寻找新的确定黑洞质量的方法。第二,原则上我们可以利用吸积盘模型拟合活动星系核光谱中光学—紫外部分的“大蓝包”来估算中心黑洞的质量,但这样的拟合依赖于其他参量如吸积率、视角和吸积盘内半径等的选择,这些参量大多数情况下都不能很好地确定。类似的问题在利用活动星系核中观测到的铁 Ka 线轮廓、光学光变等确定黑洞质量时也同样存在。利用这些观测资料,我们最多只能获得一个黑洞质量的可能范围或者上限。目前,对活动星系核黑洞质量测量的主要方法是所谓“反演映射法”(reverberation mapping)。这一方法的基本原理非常简单,我们知道,活动星系核光谱中的宽发射线产生的物理原因是来自于中心光学—紫外连续谱辐射对发射线云的光致电离。如果连续谱辐射产生光变,这种变化需要一段时间才能到达宽发射线区,导致宽发射线的光变。因此,通过对某一活动星系核连续谱和发射线光变的长时间监测,我们可以对这些光变曲线的自相关分析得到宽发射线区离中心黑洞的距离。利用宽发射线的轮廓(通常用谱线的半峰全宽)我们可以估计宽发射线云的特征运动速度。有了距离和速度的信息,我们可以利用维里定律来估算中心黑洞的质量。利用反演映射方法,目前已测量了 20 个 Seyfert 星系和 17 个类星体中心黑洞的质量(Ho 1999; Kaspi *et al.* 2000)。这些黑洞质量的大小与近邻星系中用动力学方法测得的黑洞质量大小在量级上是一致的。此外,通过对几颗 Seyfert 星系黑洞质量与寄主星系核球速度弥散的考察,发现它们完全符合近邻星系中发现的黑洞质量与中心速度弥散的统计关系。这也充分说明用反演映射方法测得的活动星系核中心黑洞的质量是比较可靠的。

在以上工作的基础上,近来我们利用黑洞质量与中心速度弥散的紧密关系试图估算出更多活动星系核的黑洞质量。我们从 Palomar 和 CfA 亮 Seyfert 巡天样本中选择了 37 个 Seyfert 星系(包括 22 个 Seyfert 1 星系和 15 个 Seyfert 2 星系),其中 15 个 Seyfert 星系已有用动力学和反演映射方法测量的黑洞质量数据,其他 22 个 Seyfert 星系有已测量的中心速度弥散值,因此可利用黑洞质量与中心速度弥散的紧密关系估计其黑洞质量。这些 Seyfert 星系中心黑洞质量的范围大多在 $10^6 \sim 10^8$ 太阳质量之间(Wu & Han 2001a)。而且这些天体中心黑洞质量与核心射电噪度(定义为核射电光度与核光学光度之比)和核射电功率存在一定的关系(见图 1)。很明显射电噪度大的 Seyfert 1 星系它们中心的黑洞质量偏大,而且射电功率大的 Seyfert 星系对应的黑洞质量较大。在同样的黑洞质量情况下, Seyfert 星系比近邻星系所具有的核心射电光度要大 100~1000 倍。我们也考察了 Seyfert 星系黑洞质量与其寄主星系核球光度的关系,发现 Seyfert 星系与类星体和近邻星系一样遵从同样的关系(见图 2)。考虑典型的测量误差后,对 35 个 Seyfert 星系(忽略 NGC 1275 和 NGC 4395)、15 个类星体和 30 个近邻星系的线性拟合给出:

$$M_{\nu}^{\text{bulge}} = -11.01 \pm 0.78 - (1.22 \pm 0.10) \log(M_{\text{BH}} / M_{\odot})$$

由典型的星系核球质光比,上式给出黑洞质量与核球质量的关系为:

$$M_{\text{BH}} \propto M_{\text{bulge}}^{1.74 \pm 0.14}$$

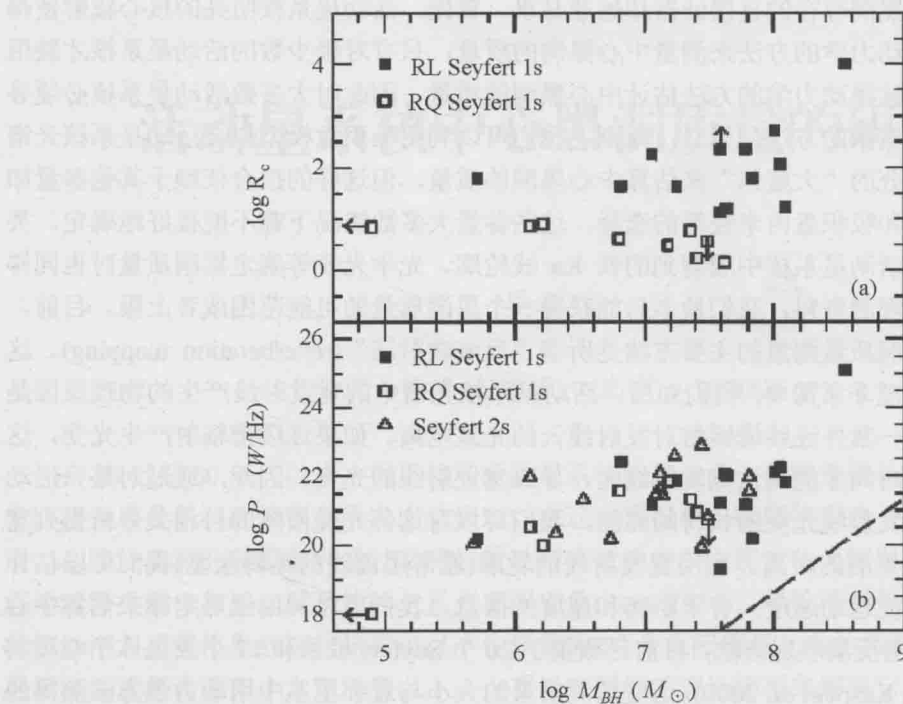


图1 Seyfert 星系核心射电噪度和核心射电功率与黑洞质量的关系(取自 Wu & Han 2001a)。虚线是 Franceschini 等(1998)对近邻星系得到的关系

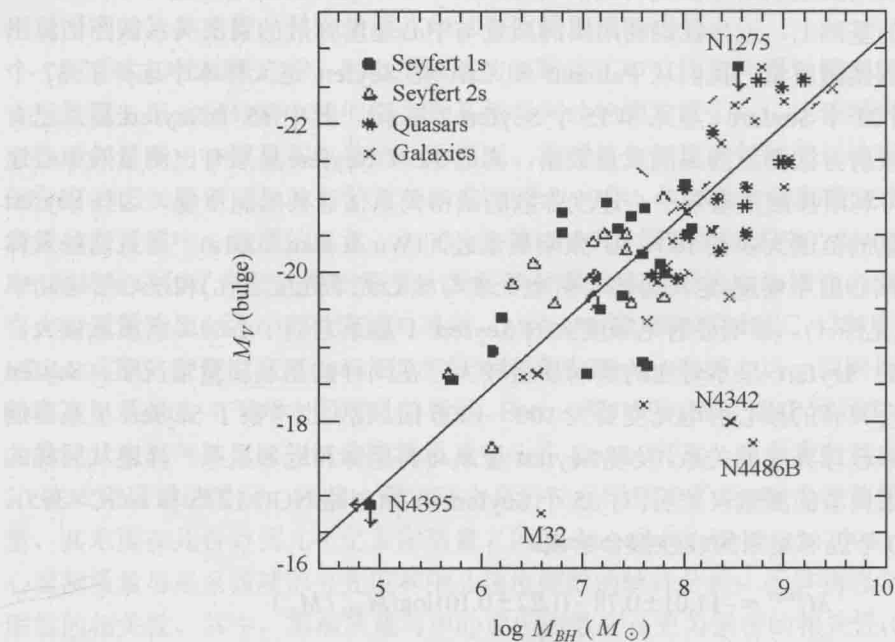


图2 Seyfert 星系、类星体和近邻星系核球绝对 V 星等与黑洞质量的关系(取自 Wu & Han 2001a)。直线为考虑典型误差后给出的线性拟合

这表明黑洞质量与核球质量的关系并不是线性的, 我们的结果进一步支持了 Laor(2001)首先提出的黑洞质量与核球质量之间可能满足的非线性关系。而且, 我们还利用 Nelson 和 Whittle(1995)一文中列出的 65 个 Seyfert 星系的速度弥散值估算了它们中心黑洞质量的值, 发现它们与射电功率与核球光度之间的关系与以上我们得出的结论完全相符。此外, 我们基于活动星系核宽发射线区与黑洞质量的关系, 利用 Seyfert 星系中心速度弥散和宽发射线轮廓估算了 11 个 Seyfert 1 星系的视向角(Wu & Han 2001b)。其范围在 20~60 度之间, 平均值为 32 度。这一结果与活动星系核统一模型所预言的结果相当吻合, 也与 Nandra 等(1997)利用 X 射线卫星对 Seyfert 星系铁 Ka 线轮廓进行观测拟合给出的结果很好地一致。

然而, 对大多数活动星系核, 由于其中心太亮因此很难观测其寄主星系的中心速度弥散。对具有强发射线的活动星系核, 可以通过反演映射方法测量其中心黑洞质量。但对于 BL Lac 天体, 由于它们的光谱中没有或只有很弱的发射线, 因此只能用其他方法测量其中心黑洞质量。近来, 对活动星系核寄主星系的观测表明, 许多活动星系核, 包括几乎所有 BL Lac 天体、射电星系、射电噪类星体以及一些射电宁静类星体, 其寄主星系都是椭圆星系。对椭圆星系, 众所周知存在一所谓的“基准平面”(fundamental plane)关系, 即星系的有效半径、平均表面亮度和中心速度弥散三个观测量之间满足一个密切的关系。如果活动星系核的寄主星系是正常的椭圆星系, 它们也会满足这一关系。因此, 我们可以从活动星系核寄主星系的测光资料中得到其有效半径和平均表面亮度, 从而根据基准平面关系估计出活动星系核寄主星系中心的速度弥散值。在此基础上根据黑洞质量与中心速度弥散之间的关系即可估算出这些活动星系核中心黑洞的质量。

采用以上方法, 我们利用 HST 观测资料, 估算了 63 个 BL Lac 天体、10 个射电星系、10 个射电噪类星体和 9 个射电宁静类星体的中心黑洞质量(Wu, Liu & Zhang 2002)。对 BL Lac 天体, 我们发现其黑洞质量的范围大多在 $10^{7.5} \sim 10^{9.5}$ 太阳质量之间。而且, 对高峰值频率 BL Lac 天体(HBL)和低峰值频率 BL Lac 天体(LBL), 其黑洞质量的范围几乎完全相同(见图 3)。同样, 对射电星系、射电噪类星体和射电宁静类星体, 我们得到其黑洞质量范围大多在 $10^{7.5} \sim 10^9$ 太阳质量之间(见图 4), 三者之间并无太大差异。尤其对寄主星系同为椭圆星系的射电噪类星体和射电宁静类星体, 它们中心黑洞质量的差异要比以前认为的要小得多。这表明不同活动星系核之间的差异不能简单地用黑洞质量的不同来解释。此外, 我们也考察了这些活动星系核中心黑洞质量与其寄主星系光度的关系, 结果显示它们与以上我们对 Seyfert 星系的讨论结果相一致, 这也再次表明黑洞质量与星系核球质量之间的关系不是线性的。

尽管我们最近的一些研究工作在确定活动星系核黑洞质量方面取得了一些进展, 但这些黑洞质量数值本身存在一定的误差。这主要来源于观测量本身的误差和我们所应用的一些相关性本身的系统误差。精确的黑洞质量测量非常依赖于对大样本活动星系核的高精度的观测。另一方面, 虽然观测结果已显示黑洞质量与星系本身的一些特性存在明显的相关性, 但这些关联在理论上还缺乏深入的理解。至今仍没有一个理论模型能很好地解释超大质量黑洞形成与星系形成之间的物理联系。所有这些问题都有待于在今后几年的观测与理论研究中予以解决。

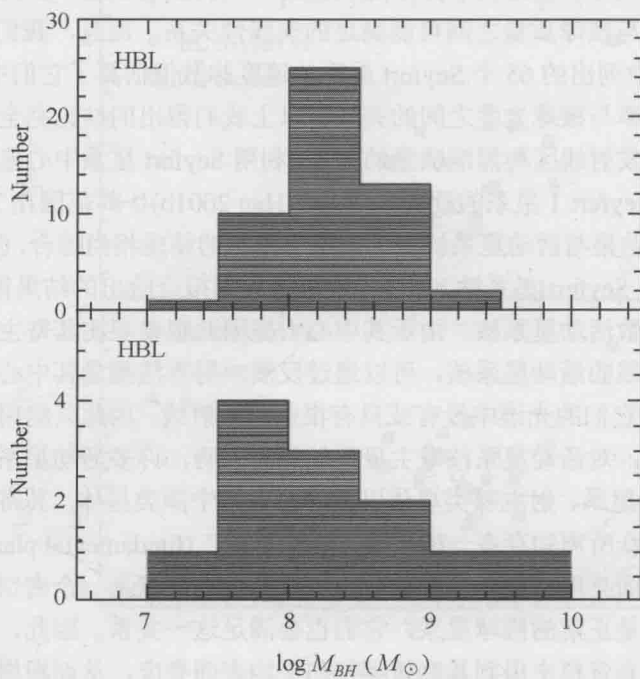


图3 高峰值频率BL Lac天体(HBL)和低峰值频率BL Lac天体(LBL) 黑洞质量分布(取自 Wu, Liu & Zhang 2002)

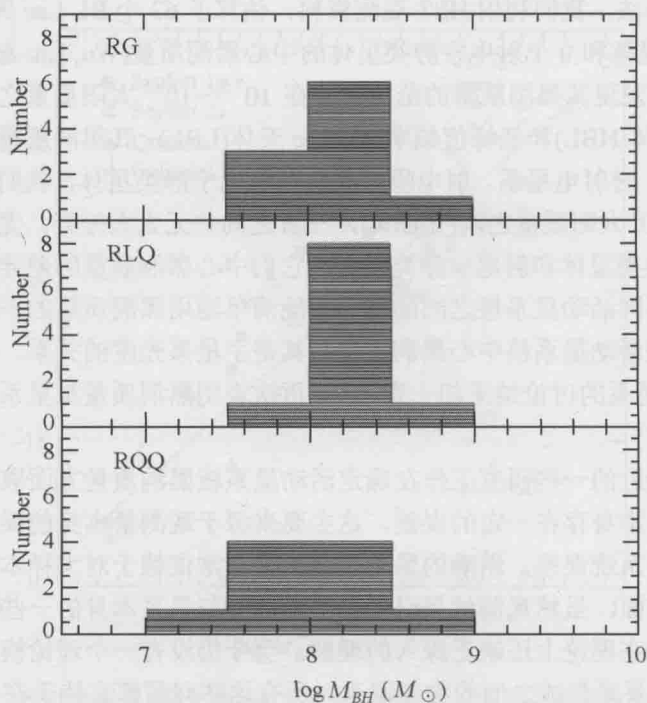


图4 射电星系(RG)、射电噪类星体(RLQ)和射电宁静类星体 (RQQ)黑洞质量分布(取自 Wu, Liu & Zhang 2002)

参 考 文 献

- 1 Franceschini A., Vercellone S., Fabian A.C. 1998, MNRAS, 297, 817
- 2 Gebhardt K. *et al.* 2000, ApJ, 539, L13
- 3 Ghez A.M., *et al.* 2000, Nature, 407, 349
- 4 Harms R.J., *et al.* 1994, ApJ, 435, L35
- 5 Ho L.C. 1999, in *Observational Evidence for Black Holes in the Universe*, ed. S.K. Chakrabarti (Dordrecht: Kluwer), 157
- 6 Karspi S. *et al.*, 2000, ApJ, 533, 631
- 7 Kormenday J, Gebhardt K. 2001, in *The 20th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, ed. J.C. Wheeler & H. Martel, AIP Conf. Proc., 586, 363
- 8 Laor A. 2001, ApJ, 553, 677
- 9 Miyoshi M., *et al.* 1995, Nature, 373, 127
- 10 Nandra K. *et al.*, 1997, ApJ, 477, 602
- 11 Nelson C.H., Whittle M. 1995, ApJS, 99, 67
- 12 Rees M.J. 1984, ARA&A, 22, 471
- 13 Wu X.B., Han J.L. 2001a, A&A, 380, 742
- 14 Wu X.B., Han J.L. 2001b, ApJL, 561, L59
- 15 Wu X.B., Liu F.K., Zhang T.Z. 2002, A&A, 389, 742

Ratio of the Jet to the Unbeamed Luminosities for Blazars

Fan Junhui (樊军辉)

(Center for Astrophysics, Guangzhou University, Guangzhou 510400

CAS-PKU Joint Astrophysical Center, Beijing

National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing)

Abstract In a relativistic beaming model the emissions are composed of two components, namely, the boosted and the isotropic ones. But how much is from each part is unknown. In this paper, we used the beaming model and the radio sources with superluminal motions (SM) to estimate the ratio, R_T for each source. $\langle R_T \rangle = 0.044 \pm 0.02$ is found for a superluminal sample.

Key Words Relativistic Beaming Model, Superluminal Motion, Blazars

1. Introduction

Many active galactic nuclei (AGNs) contain compact radio sources with several components which appear to move apart in successive high-resolution (VLBI) images. When the apparent transverse velocity of separation exceeds the speed of light ($\beta_{app} = v/c$), the motion, and the object, are called superluminal(see Vermeulen & Cohen 1994 and reference therein). Superluminal motion is consistent with the beaming model (Fan *et al.* 1996; Fan 1998; Mei *et al.* 2000, 2001; Zhang *et al.* 2002). The popular explanation for superluminal motion is that the nuclear region contains a narrow expanding jet of a plasma in relativistic motion. If the jet is pointed close to the line of sight, contraction of the apparent timescale can give rise to superluminal motion. Superluminal phenomenon has been studied for over two decades, and their main observational properties are well established (Zensus & Pearson 1988).

From the synchrotron Self-Compton (SSC) and the relativistic beaming models, a Doppler factor, Lorentz factor, brightness temperature and the viewing angle of the jet have been obtained for many radio sources, and the different beaming indicators (Doppler factor and Superluminal motion etc.) have been found to be associated with each other (Ghisellini *et al.* 1993; Jiang *et al.*

1999). Vermeulen & Cohen (1994) gave a compilation of superluminal motion sources, presented some statistical predictions from simple relativistic beaming model and discussed the inferences which a comparison of data and models allows for both relativistic jets and cosmology. In our previous paper, an association between radio and optical enhancements has been shown and the acceleration model has been shown to be reasonable (Fan *et al.* 1996). Later, some statistical results have been obtained for a sample of superluminal radio sources (Fan 1998). If the SM is caused by the effect of the relativistic beaming, we can expect to get some information for the jet. For example, the Lorentz factor, viewing angle, the ratio of intrinsic jet and the unbeamed luminosities, also we can investigate the correlation between the beaming parameters and other observational data. This paper has been arranged as follows: In section 2 we give the results for superluminal radio sources; in section 3 give some discussions and finally a brief conclusion.

2. Result for Superluminal Motion Sources

In the relativistic beaming model, the observed flux, S^{ob} is boosted to be a factor of δ^p times of the intrinsic flux, S^{in} , $S^{\text{ob}} = \delta^p S^{\text{in}}$. On principle, one can get the intrinsic flux from the formulae. Unfortunately, the Doppler factor is unobservable. In 1993, Ghisellini *et al.* compiled a large sample with the core size, radio, optical and X-ray fluxes, and used them to estimate the Doppler factor based on the relativistic beaming and the synchrotron Self-Compton models. They also obtained the Lorentz factor and the viewing angle for the objects with the superluminal motions. If the Doppler factor, the superluminal velocity, and the so-called core-dominance are adopted, one can get some information of the ratio of the intrinsic to the unbeamed luminosities as described in the following.

2.1. Orr & Browne Model

The core-dominance parameter $R(\theta)$ can be expressed as

$$R(\theta) = L_{\text{CC}}/L_{\text{E}}, \quad R_T = R(90^\circ)$$

Where θ is the viewing angle, L_{CC} , the compact core, presents the emission from the unresolved bases of two oppositely directed jets, L_{E} for the emission from the extended (unbeamed) component. If the jet spectrum is flat, one can get following relation.

$$R(\theta) = \frac{1}{2} R_T \left[(1 - \beta \cos \theta)^{-2} + (1 + \beta \cos \theta)^{-2} \right] \quad (1)$$

Therefore, R_T corresponds to the value of $R(\theta)$ when $\theta = 90^\circ$. From the beaming model, the Lorentz factor and the viewing angle can be obtained from Doppler factor and superluminal velocity. So, given an apparent velocity (Superluminal velocity), Doppler factor, and core-dominance (R), R_T can be obtained from equation (1).

2.2 Data

From a paper by Ghisellini *et al.* (1993), who used the SSC model to estimate the Doppler factor, we can get the Doppler factor, superluminal velocity ($H_0 = 100 \text{ km/Mpc/s}$), and core-dominance for a sample of 38 objects, and then calculate the relevant parameters (Γ , θ) and finally the parameter R_T . The value of R_T is $R_T = 0.044 \pm 0.02$ on average. But if we consider BL Lacertae and OVV's separately, R_T in BL Lacertae will be one magnitude greater than that in OVV's.

3. Discussion

Superluminal motion has been observed from dozens of objects. A variety of models have been proposed to explain it (Pearson & Zensus 1987, and references therein), but the popular one is the relativistic beaming model. It has explained the extreme observation properties of extragalactic radio sources with rapid variation, superluminal motion, and core-dominance parameter etc.

Core dominance parameter R (or expressed as $R(\theta)$) is an important parameter and has been proposed as the orientation of the emission (Orr & Brown 1982), and an indicator of relativistic beaming (Ghisellini *et al.* 1993; Hough & Readhead 1987). In our previous papers, we found that both the core-dominance parameter and optical polarization are the indicators of beaming effect (Fan *et al.* 1997; Fan *et al.* 2001). In the present paper, the polarization is also found to be associated with the core-dominance parameters as shown in Fig. 1. In the plot, points are mainly fall in a region bounded by $c(m)=0.01$ and $c(m)=1.0$. Here $c(m)$ is a function of magnitude and R_T (Fan *et al.* 2001). A distribution in R_T will give rise to the scatter in $c(m)$ and therefore results in the scattering points in a polarization and core-dominance parameter. From our calculation, R_T for some sources is greater than unity, which suggests that the jet luminosity is greater than the extended luminosity in those objects, or the jet is brighter than the extended component when those objects are observed edge on.

In BL Lacertae objects, the fact that there is no or only very weak emission line emission means that the Doppler boosted emissions dominate the isotropic emission from the emission materials. That also means that the ratio of the intrinsic to the unbeamed luminosities is large. In OVV's, in the opposite case, there are strong emission line emissions and some times superluminal motions. Therefore, the beaming effect should be strong in OVV's because of the superluminal phenomenon, and the unbeamed emissions are also strong since emission lines are observed. In this sense, the ratio of intrinsic to the isotropic luminosities should be smaller in OVV's than in BL Lacertae objects.

From our calculation, we can see that R_T satisfies $R_T < 0.1$ for most objects. From the distribution of the value of R_T , one can get that the R_T falls in the range of 0.044 ± 0.02 , which is consistent with the averaged value of $R_T = 0.024$ found by Orr & Browne (1982). There are

also some objects whose R_T is very large, it is partially from the facts ① the Doppler factors given by Ghisellini *et al.* (1993) are the lower limits, ② the core sizes used by Ghisellini *et al.* are larger than the true ones, ③ the turnover frequency is not the true ones, and ④ the used core-dominance is smaller. In addition, if R_T is really greater than unity, it means that the jet luminosity is greater than the extended luminosity in those objects, or the jet is brighter than the extended component when those objects are observed edge on.

Now we can come to a brief conclusion that the ratio of the luminosity in the jet to the unbeamed luminosity, R_T is scatter but satisfies $R_T < 0.1$ for most most objects.

Acknowledgments: This work is supported by the National Natural Scientific Foundation of China(19973001), National 973 project(NKBRF G19990754), and the National Science Fund for Distinguished Young Scholars (10125313). Fan also thanks Chinese Academy of Sciences for the support for advanced visiting scholars.

References

- 1 Fan J.H., Xie G.Z., Wen S.L., 1996, A&AS, 116, 409
- 2 Fan J.H. Cheng K.S., Zhang, L. Liu C.H. 1997, A&A, 327, 947
- 3 Fan J.H., 1998, Acta Astrophys. Sinica, Vol. 18, No. 1, 45
- 4 Fan J.H., Cheng K.S., Zhang L., 2001, PASJ, 53, 201
- 5 Fan J.H., 2002a, PASJ, 54, No. 4
- 6 Fan J.H., 2002b, IAU Symp. 214, August, 5-10, Suzhou, China
- 7 Ghisellini, G. *et al.* 1993, ApJ, 405, 65
- 8 Hough, D.H. & Readhead, A.C. 1987, in Superluminal Radio Sources, ed. A. Zensus & T.J. Pearson(Cambridge Univ. Press), 114
- 9 Mei D.C., Xie G.Z., Chen L.E., 2000 Chin. Phys. 9, 787
- 10 Mei D.C., Xie G.Z., Qin Y.P., Jiang Z.J. 2001 Chin. Phys.Lett, 18, 1423
- 11 Orr, M.J.L. Brown, I.W.A. 1982, MNRAS, 200, 1067
- 12 Pearson, T.J. & Readhead, A.C.S. 1988, ApJ, 328, 114
- 13 Vermeulen, R.C. & Cohen M.H. 1994, ApJ, 430, 467
- 14 Zhang L., Fan J.H., Cheng, K.S. 2002 PASJ, 54, 159
- 15 Zensus, J.A. & Pearson, T.J. 1988, IAU Symp. 129, 7

星际脉泽的激发机制

刘汉溯 孙 锦

(北京师范大学 北京 100875)

一、星际脉泽与星际分子

星际脉泽(Maser)的工作物质是广泛存在于宇宙空间的星际分子。大约 70 年前,著名天体物理学家爱丁顿(Eddington)曾说过,不可能有分子存活在星际空间。曾几何时,事情起了戏剧性的变化,1963 年,Weinreb 和 Barrett 用射电望远镜观测到了星际 OH 分子的两条谱线(1665MHz 和 1667MHz),并被誉为 20 世纪 60 年代四大天文发现之一。从此一发不可收,天文分子相继被发现,迄今发现和证认的天文分子已高达 120 多种(不含大约 50 种的同位素分子),谱线几千条。近半数的天文分子是在近 15 年中发现的。这些天文分子的种类繁多,所含原子数目少至 2 个,多至 13 个。其中有线形分子也有环形分子;有无机分子也有有机分子;有中性分子也有离子分子;有地球分子也有在地球试验室中也无法生成的所谓“地外分子”。丰富的星际分子的存在,给星际脉泽的产生提供了物质基础。

二、星际脉泽及研究意义

在已发现和认证的天文分子谱线中有一部分谱线具有超强的和窄的谱线特征,一般认为它们是由受激辐射放大造成的。它们几乎都分布在厘米或毫米波范围,故称其为“脉泽”。20 世纪 70 年代发现的天体脉泽分子主要有 4 种: OH, H_2O , SiO 和 CH_3OH 。后来又发现了许多新的脉泽分子,如 H_2CO , HCN, NH_3 以及同位素脉泽 ^{29}SiO , ^{30}SiO 和 $H^{13}CN$ 等。迄今观测到的天体脉泽源已超过 3000 个。天体脉泽的研究有重大的理论意义和实践意义,是天体物理学中极其活跃的一个研究领域。

(1) 天体脉泽具有普遍性。无论在星际空间还是在星周包层;无论在河内还是河外都发现了它们的脉泽辐射。现已确认,强的微波激射作用是大、中质量恒星早期和晚期演化过程中普遍发生的现象。

(2) 脉泽是天空中辐射最强,尺度最小的一种非恒星源(单个源斑最小尺度仅一个天文单位),因此天体脉泽是研究小尺度环境物理特性的最好工具,是 VLBI 观测的自然目标,也是示踪各种星际云物理条件的最好探针。

(3) 天体脉泽源与恒星演化两个关键阶段——早期与晚期息息相关。研究证明,脉泽

是大、中质量星正在形成的一个路标,也是恒星濒临死亡的指示器。利用脉泽提供的信息可以揭示恒星形成区和晚期演化星拱星包层中正在发生的各种物理过程,动力学性质,磁场以及中心天体的演化状态。

(4) 河外星系脉泽的研究,使我们得以在星系尺度上来探究辐射的相干过程,为研究星系核、星系乃至宇宙的演化创造了条件。特别是利用河外星系中观测到的超强脉泽,即所谓的 megamaser 和 gigamaser 我们还可以示踪或导出其中心天体的质量,从而发现更多的黑洞候选体。

三、星际脉泽的激发机制

星际脉泽以 OH, H₂O, 和 CH₃OH 脉泽为主。对于它们的激发机制尚无普遍公认的看法。目前的情形是多种模型与假设并存。

1. 星际 OH 脉泽与 H₂O 脉泽

对于它们的激发机制提出过多种模型 (Andresen 1985; Piehler *et al.* 1989; Cesaroni *et al.* 1991; Gray *et al.* 1992; Elitzur 1996)。这些模型可分为两类,即:辐射激发机制和碰撞激发机制。它们都存在各自的困难。辐射机制的主要困难是:① 抽运光子不足;② H₂O 与 OH 分子本身也可能被强辐射所离解。

我们提出一种改进的辐射机制—协同激发机制:它克服了上述两个困难,并能同时解释上述两种脉泽的产生,与各天文条件也自洽。此外我们还论证了单纯的碰撞是不足以激发上述两种脉泽的 (Liu *et al.* 2000; Liu *et al.* 2002a)。

我们认为,星际不同区域物理环境不同,其脉泽的激发机制亦应当有所不同。我们研究对象的特点是,有中央 O/B 星存在,有强烈的紫外辐射。最近研究表明,有相当一部分 OH 与 H₂O 脉泽,彼此是成协的 (Forster *et al.* 2000)。对这部分脉泽我们认为它们的激发机制也应该密切相关。我们研究发现,水蒸气对紫外线的吸收是宽的连续吸收谱,有明显的预离解特征。众所周知,预离解几率:

$$P = (8\pi^2/h^2) \left| \langle f | H' | i \rangle \right|^2 \rho(E)$$

H' 是引起跃迁的微扰算符,它与分子转动和电子运动的相互作用 $N \cdot L$ 和 $N \cdot S$ 有关。按经典的观点,它关于 Coriolis 力,此力正比于分子的转动角速度,即正比于 K_a ,故 $P \propto K_a^2$ 。我们将水分子能级 J_{K_a, K_c} 分为二组: A 组: $K_a = 0, 1; K_c = j$, 即 $J_{0,j}$ 和 $J_{1,j}$ 。此组 K_a 小,故预离解率亦小; B 组: 含其他能级, K_a 较大,故预离解率亦大。辐射跃迁时, $\Delta K_a = \pm 1, \Delta K_c = \pm 1$ 的预离解几率是远大于 $\Delta K_a = \pm 3, \Delta K_c = \pm 3$ 的预离解率的。这样 A 组跃迁的主要通道: $J_{0,j} \rightarrow J-1_{1,j-1}$, $J_{1,j} \rightarrow J-1_{0,j-1}$ 即仍在 A 组。同理, B 组仍在 B 组。这样势必造成 A 组与 B 组间粒子数分布的反转。

天文上著名的 H₂O 脉泽跃迁 $6_{16} \rightarrow 5_{23}$, 其上下能级预离解率之比粗略估计:

$$P_A/P_B = |K_a^A|^2 / |K_a^B|^2 \leq 1/4$$

同理可解释目前已观测到的星际 H_2O 的 $5_{15} \rightarrow 4_{22}, 4_{14} \rightarrow 3_{21}$ 和 $3_{13} \rightarrow 2_{20}$ 的脉泽。

H_2O 离解主要通道是: $\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{H}({}^2\text{S}) + \text{OH}({}^2\Pi)$, H_2O 分子基态的电子组态是: $X({}^1\text{A}_1): (1a_1)^2(2a_1)^2(1b_2)^2(3a_1)^2(1b_1)^2$, 其最外层 $1b_1$ 电子轨道可描写为氧的非键 $2p_x$ 轨道。其波函数分布应是垂直于分子平面的哑铃。所以新生的 OH 优先布居在 π 态, 既 Λ -doublet 的上能级, 如下图所示。于是粒子数反转, 脉泽产生。实验证明上述基本结论是正确的(见 3.2 节)。

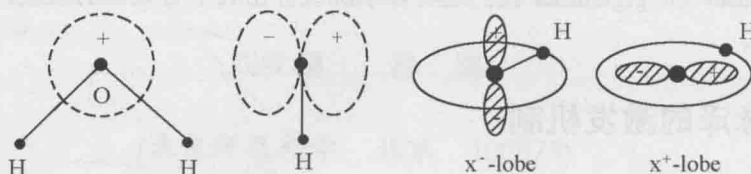


图1 H_2O 分子的 $1b_1$ 电子波函数(左), 及 OH 分子的 π^+ 与 π^- 波函数(右)

关于紫外光子数供应问题。我们的机制考虑了较宽的光谱($90 \sim 180\text{nm}$)范围, 故光子数是足够的。如: 假设中心星半径 $R = 1.5 \times 10^{12}\text{cm}$, 表面温度 $T = 2.5 \times 10^4\text{K}$, 则可利用的光子发射率:

$$N_o = 4\pi R^2 \int_{90}^{180} e(\lambda) d\lambda / h\nu \geq 3.5 \times 10^{49} (\text{s}^{-1})$$

该数值 N_o 远大于所需要的 $5 \times 10^{46}\text{s}^{-1}$ 的光子发射率。

关于 OH 与 H_2O 的光解与循环。如前所述, H_2O 的光解过程正是我们所需要的, 以产生所需的 OH 分子。OH 的光解, 即 $\text{OH} + h\nu \rightarrow \text{O} + \text{H}$, 经计算其速率为 $4 \times 10^{-10}\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, 而 OH 的另一湮灭途径为: $\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$, 本机制正是利用此过程以完成空间 H_2O 分子的动态循环。此过程的速率为 $5 \times 10^{-5}\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$, 相比之下, OH 的光解可以忽略。

2. 实验验证及结果

实验装置如下图。一个 Fabry-Perot 腔作为微波系统的一部分, 此系统调到 OH

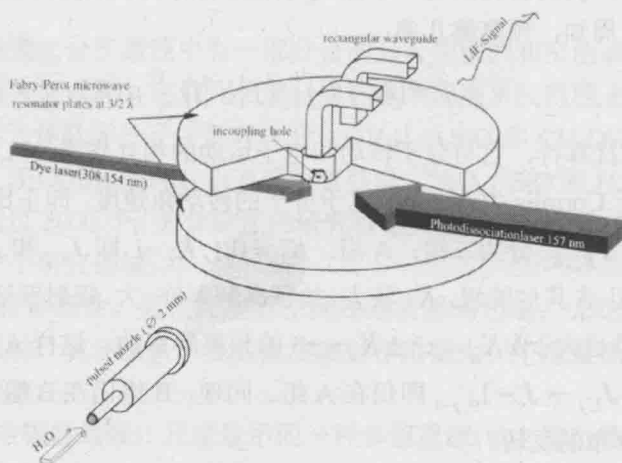


图2 实验装置配置图

$^2\Pi_{3/2}(J=7/2)$ -doublet $F \rightarrow F'$ 频率($\sim 13.4\text{GHz}$)。H₂O 分子被氟准分子激光所离解,产生的 OH 分子碎片由另一染料激光的激光感应荧光探测。该染料激光调到 Q₁(3)线。激光感应荧光信号由 CCD-camera 成像。实验结果得到 1.8:1 的粒子数反转。

另外,经过计算得到辐射与碰撞对粒子数布居的贡献如下表。可见辐射的贡献是主要的。

表 1 H₂O 分子的转动能级粒子数布居(计算的)

$J_{ka,kc}$	Population (No collisions)	Population (With collisions)	Collisions only
3 ₂₁	1.352469E+1	1.377837E+1	2.524089E-1
4 ₁₄	8.526704E+1	8.596950E+ 1	6.997840E-1
4 ₂₃	1.476286E+1	1.482133E+1	5.291233E-2
5 ₀₅	3.908151E+1	3.929166E+1	2.098357E-1
5 ₂₃	7.117875E+0	7.149070E+0	3.095465E-2
6 ₁₆	1.320273E+1	1.323179E+1	2.679310E-2
6 ₂₅	4.487145E+0	4.489304E+0	1.631347E-3
7 ₀₇	5.923694E+0	5.932066E+0	7.807524E-3

概括起来,我们关于 H₂O 和 OH 脉泽激发机制的模型可用下图直观表示:

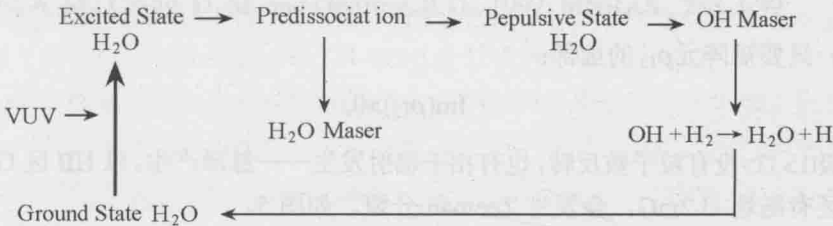


图 3 星际 H₂O 与 OH 脉泽激发的动力学循环。

基态 H₂O 分子受紫外光子激发跃向激发态并产生预离解,由于预离解的选择性而生成 H₂O 脉泽。同时预离解后生成的 OH 将优先布居 Λ -doublet 的上能级,这又是 OH 脉泽的形成机制。OH 与 H₂ 碰撞又产生 H₂O,这就完成了星际 OH 与 H₂O 的动态循环。

3. 星际 CH₃OH 脉泽

星际 CH₃OH 脉泽共分两类。对第 2 类脉泽有多个激发模型存在 (Menten,1986; Cragg, 1992; Sobolev,1997)。我们提出的无粒子数反转脉泽模型(Liu *et al.*, 1998; 2002b; 2002c), 解释了多种 CH₃OH 脉泽。

以 J₀-J_{1E} 型跃迁的一系列脉泽为例,它们总是与 2₁-3_{0A}⁺成协,且各谱线强度是随转动量子数 J 值增加的。大家知道,物理上有所谓 V-型三能级无粒子反转脉泽系统。如下图能级系统|1>,|2>,|3>,其中|1>,|2>能级间有强的相干辐射驱动,在一定条件下|1>,|3>能级可以有 无粒子数反转的相干辐射发生。为解释此现象要用到密度矩阵方法,上述系统各密度矩阵元的时间演化方程组如下:

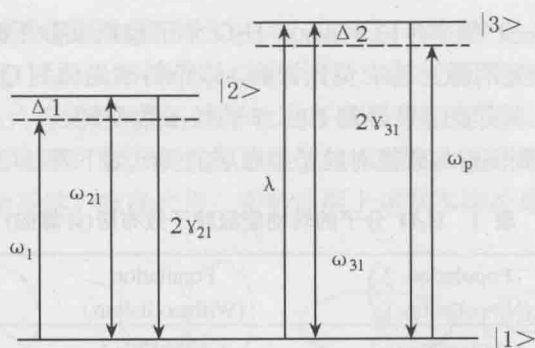


图 4 无粒子数反转脉泽的 V-型三能级系统

$$\dot{\rho}_{11} = -\lambda\rho_{11} + 2\gamma_{21}\rho_{22} + (\lambda + 2\gamma_{31})\rho_{33} + iq(\rho_{31} - \rho_{13}) + iG(\rho_{21} - \rho_{12}),$$

$$\dot{\rho}_{22} = -2\gamma_{21}\rho_{22} + iG(\rho_{12} - \rho_{21}),$$

$$\dot{\rho}_{33} = \lambda\rho_{11} - (\lambda + 2\gamma_{31})\rho_{33} + iq(\rho_{13} - \rho_{31}),$$

$$\dot{\rho}_{12} = -(\lambda/2 + \gamma_{21} + i\Delta_1)\rho_{12} + iG(\rho_{22} - \rho_{11}) + iq\rho_{32},$$

$$\dot{\rho}_{13} = -(\lambda + \gamma_{31} + i\Delta_2)\rho_{13} + iG\rho_{23} + iq(\rho_{33} - \rho_{11}),$$

$$\dot{\rho}_{23} = -[\lambda/2 + \gamma_{31} + \gamma_{21} + i(\Delta_2 - \Delta_1)]\rho_{23} + iG\rho_{13} - iq\rho_{21},$$

理论证明，只要矩阵元 ρ_{13} 的虚部：

$$\text{Im}(\rho_{13}) > 0,$$

则即使能级 $|1\rangle, |3\rangle$ 没有粒子数反转，也有相干辐射发生——脉泽产生。以 III 区 G345.01+1.79 为例，该区有磁场~3.2mG，会发生 Zeeman 分裂。如图 5。

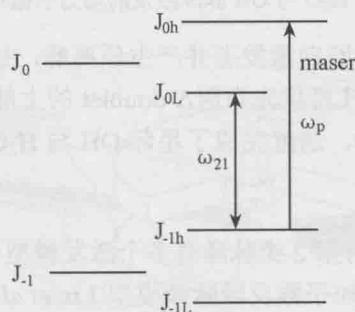


图 5 甲醇 157GHz 脉泽的相关能级系统

其中能级 J_{1h}, J_{0L}, J_{0h} 正好构成我们所需的 V-型无粒子数反转的三能级系统。将实际数值代入矩阵元演化方程组，经过计算，可证实满足 $\text{Im}(\rho_{13}) > 0$ ，而且随 J 的增大，图 4 中的 Δ_1 值要减小。这就说明了脉泽的产生，及谱线强度随 J 值增加的现象。

参 考 文 献

- 1 Andresen, P., 1985, A&A., 154, 42
- 2 Barrett A. H., Meeks M. L., Weinreb S., 1964, AJ., 690, 134
- 3 Cesaroni R., Walmsley C.M., 1991, A&A., 241, 537
- 4 Cragg, 1992, MNRAS., 259, 203
- 5 Elitzur M., 1996, ApJ., 457, 415
- 6 Forster, J.R., Caswell, J.L., 2000, ApJ., 530, 371
- 7 Gray M.D., Field D. and Doel R. C., 1992, A&A., 262, 555
- 8 Liu, H., Xu, L. and Sun, J., 2000, J. of IRMMW., 21(3), 395
- 9 Liu, H., Sun, J., Fang, W. and Thissen, T., 2002a, Chin. Phys. Lett., 19(8)
- 10 Liu, H., and Sun, J., 1998, Optics Comm., 150, 153
- 11 Liu, H., and Sun, J., 2002, CJAA., 2002b, 2(1), 51
- 12 Liu, H., Sun, J. and Fang, W., 2002c, AP&SS., 279, 367
- 13 Menten K.M., 1986, A&A., 157, 318
- 14 Pihler M., Kegel W.H., 1989, A&A., 214, 339
- 15 Sobolev, A. M., Cragg, D. M. and Godfrey, P. D., 1997, MNRAS., 288, L39

互联网时代的天文学革命 ——虚拟天文台

赵永恒

(国家天文台 北京 100012)

400 百年前伽利略发明了天文望远镜,使人类首次摆脱了用肉眼直接观测天空的历史,为从哥白尼开始的天文学革命提供了大量的科学证据。历史悠久的天文学经过哥白尼、伽利略、开普勒和牛顿等人的发展,演变成了一门崭新的科学,同时也催生了现代科学技术。

到 150 年前,由于照相技术和光谱技术在天文观测中的应用,用人眼作为天文探测器的时代也结束了,由此诞生了天文学的新分支——天体物理学,并发展成为现代天文学的主流。

50 多年前,在第二次世界大战中得到蓬勃发展的无线电技术使得人类的视野跃出了可见光的波段,发展成了射电天文学。之后不久随着宇航时代的到来,天文观测不再局限于地面,由此诞生了空间天文学,人类对宇宙的观测扩展到了伽马射线、X 射线、紫外和红外波段。

从 10 多年前开始,天文学正在进行着革命性的变化,这一变化是由前所未有的技术进步所推动的,即望远镜的设计和制造、大尺寸探测器阵列的开发、计算能力的指数增长以及互联网络的飞速发展。

一、互联网时代的天文学

望远镜技术的进步使得人类可以建造大型的空间天文台,为 γ 射线、X 射线、光学和红外天文的发展开辟了新的前景,同时也推动了新一代的大口径地面光学望远镜和射电望远镜的建造。在光学与近红外波段,已经有了高灵敏度高分辨率而尺寸不断增大的探测器阵列。伴随着这些技术进步,天文学家们正在计划建造功能更好口径更大的空间和地面望远镜,并将配备尺寸更大像素更多的探测器。如同在计算机工业中反映计算能力随时间指数增长的摩尔定律一样,在过去十年中技术进步使得天文学的发展实际上也是遵循摩尔定律的^[1](图 1)。

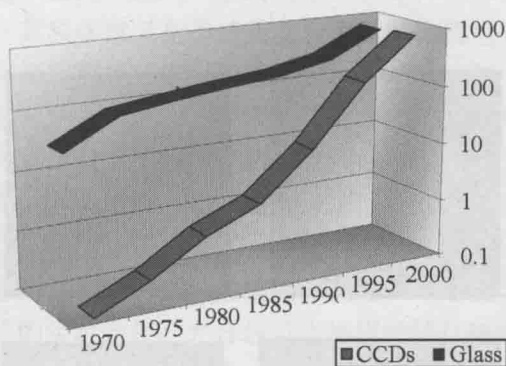


图1 光学望远镜接收面积(平方米)和 CCD 像素(百万像素)的增长曲线。望远镜面积每 25 年增长一倍,而 CCD 像素每 2 年增长一倍

随着众多先进的地面与空间天文设备的投入使用,将产生大规模的观测数据,例如目前哈勃空间望远镜每天大约产生 50 亿字节的数据,我国正在建造的 LAMOST 望远镜也将产生每天 30 亿字节的数据,而美国计划建造的“大口径巡天望远镜”将会达到每天 10 亿字节的量级!

除了数据量的快速增长外,天文观测的方式也有了变化。这些先进的地面和空间天文台更多的是进行大规模的巡天观测,并产生质量均匀、标准统一的海量数据,通常是万亿字节的量级。这种天文观测模式的变化,不仅由于这些新设备能够快速获得观测数据,还由于计算机软硬件技术的发展允许对数据进行快速的采集、处理及存档。

每个这样的巡天数据库从其本身来说都是非常有价值的,但是天体辐射的能量是分布在非常广泛的波段上的,从射电到红外、光学到紫外、X 射线甚至到 γ 射线,因此每个波段上的观测都带来了有关天体本质的重要信息。而同样一个天体在不同波段上的表现是可以完全不同的,如蟹状星云(图 2)的光学图象显示出了电离氢的分布,射电图象显示了中性氢的分布,红外图象显示了尘埃和分子云的分布,而 X 射线图象显示了高温(千万度)热气体的分布和其中的所存在的中子星。要研究这类天体的物理过程,就必须结合几个波段上的数据来一起进行分析。现在,我们已经拥有了十个波段上的巡天数据,不久就会再增加五个以上的波段巡天。

使天文学研究发生变化的另一个主要的技术进步是宽带互联网络技术,它允许在不同地点间进行天文数据的交换,使世界各地的天文学家都能够访问和使用这些数据,从而具有巨大的科学产出的潜在意义。

互联网时代的天文数据有着其他学科数据所无法比拟的特点:

(1) 天文数据绝大部分是开放数据。天文界的传统是所有的观测数据在一年后向公众开放,使得观测者有时间进行数据分析和发表早期结果,也使其他天文学家可以有机会使用这些数据。国际上的许多大型天文观测项目的观测数据都会及时在互联网上公布,这为数据共享提供了良好的基础,这在各类学科中是独一无二的。

(2) 天文数据的数据量非常大。现有的以及即将实施的天文项目每天都会产生数十亿

字节甚至上千亿字节的数据，天文数据中心的存贮容量已经达到数千亿字节，并开始向千万亿字节扩展。

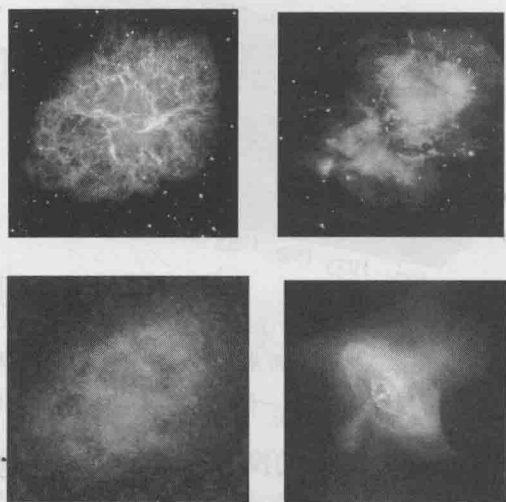


图2 蟹状星云的多波段图象（左上：光学、左下：射电、右上：红外、右下：X射线）。蟹状星云是1054年中国天文学家发现的一颗超新星暴发后所留下的遗迹

(3) 天文数据有比较好的归档，并提供互联网服务。当前，世界上已经有多家天文数据中心在天文数据归档方面做了大量的工作，并取得了很好的应用。甚至各类天文文献也是在线网络服务的。

(4) 天文数据的格式多种多样。天文数据的内容主要有星表、星图、光谱等，数据的格式则各种各样，其内部格式都依不同的天文观测项目而变化。

(5) 天文数据是全波段的数据。从 γ 射线、X射线、紫外、光学、红外到射电波段都有观测项目在进行，这些数据是高度相关的，需要在高维参数空间内进行研究。

(6) 新的观测数据总能带来全新的现象或规律的发现。

二、虚拟天文台

如果说利用 γ 射线巡天、X射线巡天、紫外巡天、光学巡天、红外巡天和射电巡天所得到的观测数据，用适合的方法对数据进行统一规范的整理、归档，便可以构成一个全波段的数字虚拟天空；而根据用户要求获得某个天区的各类数据，就仿佛是在使用一架虚拟的天文望远镜；如果再根据科学研究的要求开发出功能强大的计算工具、统计分析工具和数据挖掘工具，这就相当于拥有了虚拟的各种探测设备。这样，由虚拟的数字天空、虚拟的望远镜和虚拟的探测设备所组成的机构便是一个独一无二的虚拟天文台。由此可见，虚拟天文台是在互联网时代里天文学发展的必然产物。

新的巡天带来了巨大的科学发现的潜力，对这些巡天数据的联合使用，将涌现出全新的、无法预见的、意义重大的科学产出，这是一种仅靠单独使用其中某一部分数据所不能产生的新科学。人们越来越意识到，科学数据的获得、组织、分析和传播是持续而坚实地

发展科学技术的基本要素，因此，投入一定的人力、财力、物力将所有符合特定规范的数据联合到虚拟天文台中，其科学意义是传统天文台所无法比拟也无法替代的。

虚拟天文台将使天文学取得前所未有的进展，它将成为开创“天文学发现新时代”的关键性因素。虚拟天文台将是独一无二的，它将万亿字节的数据库、波长遍及从伽玛射线到射电波段的数亿个天体的图象库、高度复杂的数据挖掘和分析工具、具有千万亿字节容量的存储设备和每秒运算次数达到万亿次的超级计算设备、以及各主要天文数据中心之间的高速网络连成一体；它使世界各地的天文学家可以快速查询各个万亿字节大小的数据库；使埋藏在庞大星表和图象数据库中的多变量模式可视化；增加发现复杂规律和稀有天体的机会；鼓励多个研究团体的实时合作；允许进行大规模的统计研究，将首次使数据库的内容可以和复杂精密的数值模拟结果进行对比。虚拟天文台将促进我们对许多决定宇宙演化的天体物理过程的理解，它会用更经济的投资产生新的和更好的科学。虚拟天文台将作为一个协调性的和操作性的机构来促进新型的工具、协议和合作方面的发展，以充分实现未来十年内天文数据库的科学潜能，虚拟天文台将成为“天文学发现”的推进器。

目前，天文学家确定的虚拟天文台的主要科学目标是^[2]：

(1) 多观测参数空间的探索：将各个巡天数据统一到虚拟天文台中，将会有更广泛而复杂的应用。这些数据能提供全天在十多个不同波段上的信息，在多维空间里展示整个天空的真实面貌。可以说，多种巡天数据在虚拟天文台中的完美结合，将会得到更加完善的真实的宇宙图像（多层次的、大尺度的、系统性的等等）。

(2) 稀有天体与新型天体的发现：目前通过巡天来寻找稀有天体（如高红移类星体、褐矮星等）的项目正在蓬勃发展。假如某种有趣的天体或现象出现的概率是百万分之一或一亿分之一，那么就需要几百万或几亿个样本才有可能发现，这样，在海量数据中进行彻底的宇宙探索来寻找稀有的未知类型天体具有更加诱人的前景。因此，虚拟天文台将会促进新的天文发现。

(3) 新兴的科学领域：虚拟天文台对任何要求融合各类数据来研究天文现象的课题都具有重要的影响。虚拟天文台的出现促进了多波段天文学的发展，不同波段的巡天数据的联合可以从更深层次来探索宇宙；同时，虚拟天文台推动了各种各样令人兴奋的科学探索，如活动星系核和星系团的多层次研究、低表面亮度星系的形成和演化的研究、星系结构的研究等；虚拟天文台的出现还促进了统计天文学的兴起，如宇宙大尺度结构和银河系结构的定量分析、各种天体（特殊种类或特殊性质的恒星或星系、活动星系核、星系团等）完备样本的建立与研究，等等。虚拟天文台的建立可以使天文学研究在数量和质量上充分地提高。

(4) 数据挖掘技术：从海量数据中发现稀有的天体或现象，或者发现以前未知种类的天体或新的天文现象，或者根据数据来区分不同类型的天体等，都需要充分运用在信息科学中迅速发展的数据挖掘和知识发现技术。数据挖掘技术在虚拟天文台中的应用，将使任何地方的天文学家在不依赖于大望远镜的情况下就可以做出一流的工作，而这种研究方式完全不同于传统的天文学研究。运用数据挖掘技术可以有效地解决天文学中的“数据雪崩”问题，这对天文学发展是至关重要的^[3]。

三、虚拟天文台与网格技术

和传统概念上的天文台不同,虚拟天文台是以高速发展的互联网技术和计算机科学为支撑的,因而具有其自己的鲜明特点。首先,虚拟天文台是快速发展的,随着数据量的迅速增加、计算机网络的快速发展,虚拟天文台的各种软硬件设施都要及时更新以保持其先进性;第二,虚拟天文台是分布式的,无论其数据还是各种计算机软硬件资源都将分布在不同的国家和地区;第三,虽然在物理构成上具有分布性,但在功能上必须是有机的统一体,从而为用户提供整体一致的服务;第四,虚拟天文台是面向全球的,它的资源将为全世界的天文学家所共享。此外,拥有独一无二的科学资源的虚拟天文台必将承担起与它相称的社会责任,为公众了解和利用科学提供服务。

虚拟天文台主要由以下几部分组成(图3):① 数据档案,数据档案里存储着数据集(如星表、图像和光谱),组织成逻辑相关的数据集合,也存储着描述数据档案及其数据存储方式的元数据。用户可以通过各种方式进行网络访问;② 元数据标准,元数据是描述虚拟天文台的一些要素的结构化信息,用来描述档案和档案所提供的服务;③ 数据访问层,数据访问层将提供统一的界面来访问虚拟天文台中所有的数据、元数据和计算服务;④ 分析工具,当数据访问层和元数据标准允许虚拟天文台连接档案和访问数据时,就需要分析工具来支持信息发现和提供数据挖掘所需要的统计相关和图像分析的能力;⑤ 数据挖掘工具,包括大型的多变量数据集的可视化和统计分析工具,让用户在极其丰富的数据海洋里挖掘出新的成果。

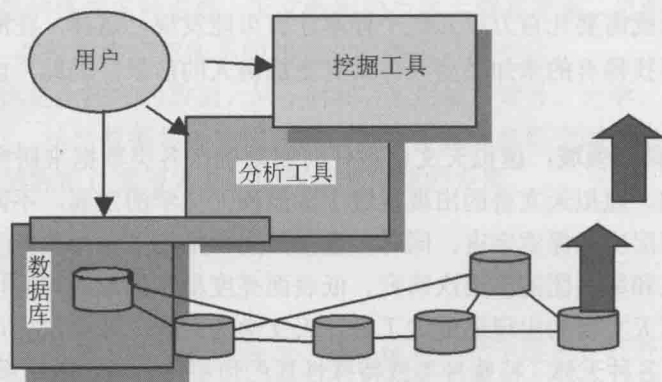


图3 虚拟天文台的体系结构

虚拟天文台这样的体系结构与第三代互联网技术即网格(Grid)技术是异曲同工的。

第一代互联网是在20世纪七八十年代将分布在世界各地的计算机用TCP/IP协议连接起来,主要的应用是电子邮件。第二代互联网是20世纪90年代将成千上万网站上的网页连接起来,主要的应用是网页信息浏览以及电子商务等信息服务。而第三代互联网技术就是网格技术^[4-6]。

网格技术要解决的信息共享不是一般的文件交换与信息浏览,而是要把所有网络单位

连接成一个虚拟的社会组织，实现在动态变化环境中具有灵活控制的协作式信息资源共享。现有的网页服务器就好像互联网世界上一个个孤立的小岛，虽然这些“孤岛”之间暂时还有充足的带宽资源可用，但大量的信息还是被“锁”在各个小岛的中央数据库里，各“孤岛”之间并不能按照用户的指令进行有意义的交流。而网络技术是要利用现有的网络基础设施、协议规范、互联网和数据库技术来为用户提供一体化的智能信息平台，其目标是创建一种基于互联网的新一代信息平台 and 软件基础设施。在这个平台上，信息的处理是分布式、协作和智能化的，用户可以通过单一入口访问所有信息。网络追求的最终目标是能够做到服务点播和一步到位的服务。简单地讲，网络是把整个互联网整合成一台巨大的超级计算机，实现计算资源、存储资源、数据资源、信息资源、知识资源、专家资源的全面共享。

网络系统可以分为五个基本层次：① 构造层，它的功能是向上提供网络中可供共享的资源，它们是物理或逻辑实体；② 连接层，它是网络中网络事务处理通信与授权控制的核心协议。构造层提交的各种资源间的数据交换都在这一层的控制下实现；各资源间的授权验证、安全控制也在这里实现；③ 资源层，这一层的作用是对单个资源实施控制，与可用资源进行安全连接、对资源做初始化、监测资源运行状况、统计与付费有关的资源使用数据；④ 汇集层，这层的作用是将资源层提交的受控资源汇集在一起，供虚拟组织的应用程序共享、调用；⑤ 应用层。这层是网络上用户的应用程序。应用程序通过各层的 API 调用相应的服务，再通过服务调用网络上的资源来完成任务。

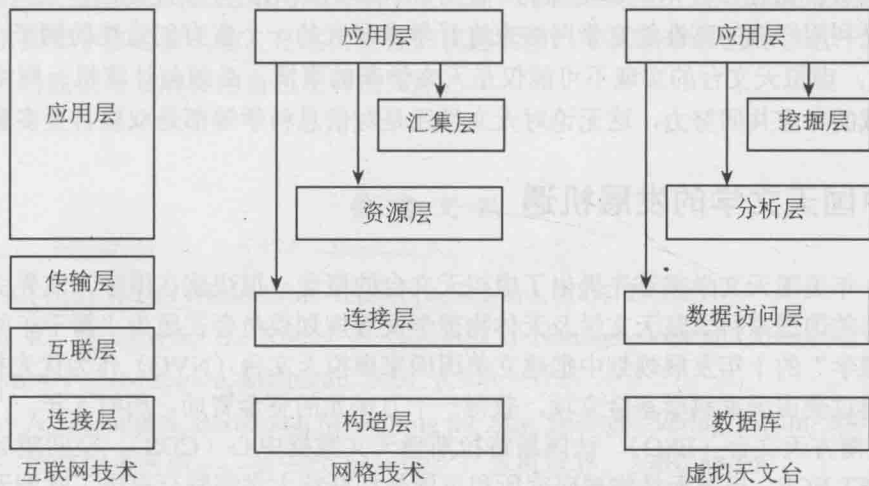


图 4 互联网技术、网络技术和虚拟天文台的对应关系

虚拟天文台实际上是数据网格与信息服务网格的综和（图 4），在一定程度上还包括计算网格的功能。因此虚拟天文台的发展目标为网格技术提供了独一无二的试验场，从网格基础设施的构建，到网格操作系统的开发，最后到网格天文应用工具的实现，虚拟天文台为网格技术提供了一整套的应用需求。

虚拟天文台所面临的技术挑战是十分明显的：星表的大小是万亿字节，而各类数据的总量将达到千万亿字节；这些数据是非常复杂的，包含上亿甚至更多的天体，每个天体又有几十或几百个属性，这对于数据挖掘而言是一个至关重要的新问题；而对如此庞大的星

表进行多变量相互关联将是一个大规模计算的问题；如果还要对天体进行像素层次上的分析，计算的问题将更加突出。此外，还需要对元数据的表示与处理、大规模统计分析与相互关联、以及分布式并行计算技术等进行多学科研究，来解决虚拟天文台所面临的前所未有的数据访问和计算问题。

实际上，不单单是天文学面临这个问题，诸如高能物理、计算基因学、全球气候研究和海洋学等其他科学分支也和虚拟天文台一样面临着类似的技术挑战。例如，人类基因组数据大小约为 30 亿字节，而整个天空的数字巡天的数据量约为 10 万亿字节，处理这样量级的数据的工具和技术明显地需要发展新的信息技术来予以支持。当前，信息技术的研究与开发已在一些领域中展开，如大型数据库的统计分析与数据挖掘、分布式高性能计算网格、数据增强网格计算（数据网格）、以及结构化数字信息管理（数字图书馆），这些研究在许多方面都和虚拟天文台所面临的问题有关，贯穿于这些科学分支中的信息技术和数据管理技术将会推动虚拟天文台的发展。

可以预计，虚拟天文台将在存储技术、信息管理、数据处理、分布和并行计算、高速网络、数据可视化和数据挖掘等各个领域突破现有技术的限制。这就要求天文界和信息科学界携起手来共同研究和开发虚拟天文台所需要的信息技术；要求与其他学科和与超级计算中心进行合作，来开发元数据处理、数据处理和分布式计算的标准。而数据挖掘是一个需要天文学家、计算机科学家、数学家和软件专家一起合作才能解决的多学科问题。

大规模的数据以及用户与资源的广泛分布同样对网络的互联性提出巨大挑战，虚拟天文台将是利用广域的高性能宽带网络来进行学术研究的一个富有创造性的例子。

因此，虚拟天文台的实现不可能仅是天文学家的事情，必须与计算机、网络、统计学等领域的专家共同努力，这无论对天文学还是对信息科学等都是双赢甚至多赢的合作。

四、中国天文学的发展机遇

1999 年美国天文学家首先提出了虚拟天文台的概念，很快就在国际天文界引起了广泛的关注。美国国家科学院天文学及天体物理学发展规划委员会在题为“新千年的天文学和天体物理学”的十年发展规划中把建立美国国家虚拟天文台（NVO）作为优先推荐项目，目前已通过美国国家科学基金立项，获得一千万美元的资金资助，历时 5 年。

欧洲南方天文台（ESO）、法国斯特拉斯堡天文数据中心（CDS）、空间望远镜欧洲协调机构 ST-ECF、巴黎天体物理研究所和英国曼切斯特大学等联合提出了欧洲天体物理虚拟天文台（AVO）的项目，如今已获批准并得到近三百万英镑的启动资金。

英国天文界为了保持自己的领先优势，提出了天文网格（AstroGrid）的项目，获得资金五百万英镑，并成为英国科学界 e-Science 项目的重要组成部分。

加拿大天文数据中心决定发展从大型科学数据库中进行数据挖掘的工具，提出了发展数据挖掘技术的提案，该项目历时 3 年，直接费用 150 万美元。

我国天文学家对虚拟天文台也有很高的热情并积极参加到建设中去，在 2001 年 9 月召开了“虚拟天文台学术研讨会”，并成立了我国自己的“虚拟天文台科学工作组”，以研究和跟踪国际上相关领域的发展动向、确定“中国虚拟天文台”的建设目标、推动国内天文界和相关学科对虚拟天文台的研究与发展。目前，国家天文台、北京大学、清华大学等单

位正在积极有效地推动相关的工作。

虚拟天文台的出现为中国天文学提供了新的发展机遇,这是因为:① 与在信息技术领域中互联网的建设相似,中国天文界只有在虚拟天文台的建设中做出自己的贡献,才有可能充分利用虚拟天文台来获得科学上的发展;② 目前我国天文界已开展了一些小规模的天文项目(如 BATC 巡天、密云米波射电巡天和超新星巡天等),而在未来随着我国天文界的重大科学工程项目如 LAMOST 望远镜、太阳空间望远镜(SST)和五百米口径射电望远镜(FAST)等一批大型观测设备的建成,中国天文学将在国际天文学界拥有更高的发言权,并将在未来的虚拟天文台中发挥重要的作用;同时,这些大型观测设备的科学产出也需要虚拟天文台这样的机构来配合;③ 虚拟天文台对于我国这样的发展中国家来说具有更深刻的意义,国力的限制使得我们不可能全面地发展各类型的大型天文观测设备,而由于国际上天文观测数据的开放性和虚拟天文台的建设与发展,我国的天文学家完全可以充分利用国际上最先进的设备所获得的高质量的数据来做出一流的科学研究工作;④ 由于虚拟天文台为天文学开辟出了一条崭新的研究道路,因此必须在我国培养新一代的天文学家以适应时代发展的需要;⑤ 虚拟天文台的设想的提出仅有3年的时间,可以说我们是与其他国家处于同一起跑线上,而我国飞速发展的信息技术和计算机网络技术也提供了强有力的保障;⑥ 虚拟天文台的出现为天文学家、计算机科学家、数学家和统计学家的精诚合作提供了良好的机遇,从而为我国多学科跨领域的交叉研究提供了新的舞台。

我们相信,虚拟天文台是当代天文学中发展新科学的推进器、促进新发现的催化剂,它将开辟出探索宇宙的新天地。在这历史性的机遇面前,中国科学家们应该也一定能够为虚拟天文台的建设与发展做出自己应有的贡献。

参 考 文 献

- 1 Szalay A., Gray J. The World-Wide Telescope, *Science*, 2001, **293**:203
- 2 Brunner R., Djorgovski S., Szalay A. Towards a National Virtual Observatory, *Virtual Observatory of the Future*, Michigan, 2001, p.343~372
- 3 Banaday A., Zaroubi S., Bartelman M. Mining the Sky, Springer-Verlag, Berlin, 2001
- 4 李国杰. 信息服务网格——第三代 Internet, 计算机世界, 2001, **40**:B8
- 5 李国杰. 超级服务器与信息网格. 科学新闻周刊, 2001, **42**:6
- 6 徐志伟, 等 网格技术专题 计算机世界, 2001, **43**:B1-B9

有行星系统恒星的丰度分析

赵刚 陈玉琴

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘 要 本文利用国家天文台 2.16 米望远镜及附属折轴摄谱仪观测的一批有行星系统恒星的高分辨率、高信噪比光谱,详细研究了它们的化学丰度模式。我们计划研究的样本约有 70 颗有行星系统恒星候选体,目的是寻找有行星系统恒星的丰度异常。在这里,我们主要报告我们的研究进展和初步结果。我们对已经观测的 50 多颗中的 20 颗恒星完成分析,并计算了它们的多种元素丰度。我们也由此探讨了巨行星的存在与高金属丰度之间的关系,并研究行星系统的形成过程对其他元素的影响。

一、研究意义

发现一些主序星具有行星系统为我们理解行星系统形成理论提供了一个宝贵的机会。人们特别关注的是行星形成与金属丰度的依赖关系,因为目前发现的有行星系统恒星大多表现出较高的金属丰度。然而,也有少数此类恒星的金属丰度并不高。为此,我们选择了一个约 70 颗有行星系统恒星候选体的样本,研究它们的金属丰度以及其他许多有重要意义的元素的相对丰度。在这里,我们给出了 20 颗有行星系统恒星的金属丰度及其他 16 种元素相对于铁的丰度。我们的主要目的有两个:一是研究是否所有的样本星都遵从行星系统—高金属丰度这一关系;二是通过研究具有相同核合成历史的元素受行星系统形成过程的影响如何。

二、观测与数据处理

样本星光谱观测数据是通过国家天文台兴隆观测站 2.16 米望远镜及附属折轴阶梯光栅摄谱仪获得的。探测器为 1024×1024 像素的 Tek CCD。光谱分辨本领为 40 000,光谱范围为 5600~8300 埃,信噪比约为 200。

数据处理是利用欧洲南方天文台 MIDAS 标准 ECHELLE 光谱软件包完成,包括级次

定位、背景扣除、波长定标、视线速度改正和连续谱归一化等步骤。等值宽度测量采用直接积分和高斯轮廓拟合两种方法，视谱线强度不同而定（详见 Zhao *et al.* 2000）。

三、丰度分析

有效温度由 Alonso *et al.* (1996) 定标关系通过色指数 ($b-y$) 计算确定。表面重力由 Hipparcos 视差计算得到。由于样本星 53 Uma 没有 Hipparcos 视差数据，我们利用色指数 c_1 和 Edvardsson *et al.* (1993) 定标关系确定。恒观湍流速度则由等值宽度大小与由其确定的金属丰度值无关所确定，即在 $[\text{Fe}/\text{H}]$ vs EW 关系图中斜率为零。表 1 中各列依次给出了样本星名、基本参数 ($b-y$, π , σ_π) 和大气参数 (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$, ξ_t)。

丰度计算利用 Kurucz (1993) 提供的流量守恒的、均匀的 LTE 大气模型。通过逐次逼近法迫使计算得到的谱线等值宽度与其观测值相等确定丰度。我们还利用月亮光谱计算得到的太阳丰度对恒星丰度作零点校正。这种较差方法可以消除许多系统误差，从而使得到的相对丰度比恒星的绝对丰度更为可靠。

表 1 样本星的基本数据和恒星大气参数

Star	$b-y$	π	σ_π	T_{eff}	$\log g$	$[\text{Fe}/\text{H}]$	ξ_t
ν And	0.345	74.25	0.72	6119	4.12	0.08	1.90
τ Boo	0.318	64.12	0.70	6400	4.26	0.34	1.50
94Cet	0.362	44.69	0.75	6042	4.05	0.17	1.24
ρ Cnc	0.530	79.80	0.84	5082	4.26	0.26	1.35
ε Eri	0.498	310.75	0.85	5104	4.57	-0.12	1.10
14 Her	0.441	55.11	0.59	5250	4.42	0.36	1.20
51 Peg	0.403	65.10	0.76	5700	4.26	-0.03	0.82
47 UMa	0.392	71.04	0.66	5788	4.31	0.03	1.27
53 UMa	0.377	—	—	5796	4.43	-0.29	1.23
70 Vir	0.433	55.22	0.73	5525	3.95	-0.05	1.28
HD12661	0.420	26.91	0.83	5717	4.33	0.41	1.05
HD29587	0.408	35.31	1.07	5554	4.32	-0.63	1.25
HD38529	0.471	23.57	0.92	5586	3.92	0.28	1.45
HD40979	0.363	30.00	0.82	6032	4.33	0.14	1.55
HD46375	0.502	29.93	1.07	5201	4.27	0.37	0.93
HD92788	0.414	30.94	0.99	5679	4.44	0.17	1.00
HD187123	0.405	20.87	0.71	5712	4.30	0.09	0.95
HD190228	0.482	16.10	0.81	5182	3.67	-0.40	1.27
HD190360	0.461	62.92	0.62	5434	4.21	0.15	1.54
HD223084	0.358	25.92	0.92	5981	4.31	-0.10	1.02

四、结果和讨论

图 1 给出了样本星的金属丰度以及各个元素随金属丰度的变化趋势。关于行星形成与金属丰度之间的关系,我们有以下结果:① τ Boo, ρ Cnc、HD 12661, HD 19994, HD 38529, HD 40979, HD 46375, HD 92788, HD 145675, HD 190360 等恒星的金属丰度高达 0.2 dex 以上;② 51 Peg, 70 Vir, 47 Uma, HD 9826, HD 187123 等恒星的金属丰度在 $-0.08 \sim +0.09$ 范围内,与太阳丰度差不多。这一金属丰度范围仍然高于太阳附近区域大多数 F、G 型主序星的平均丰度(约为 -0.2 dex)。这 15 颗恒星的金属丰度进一步证实了行星形成与高金

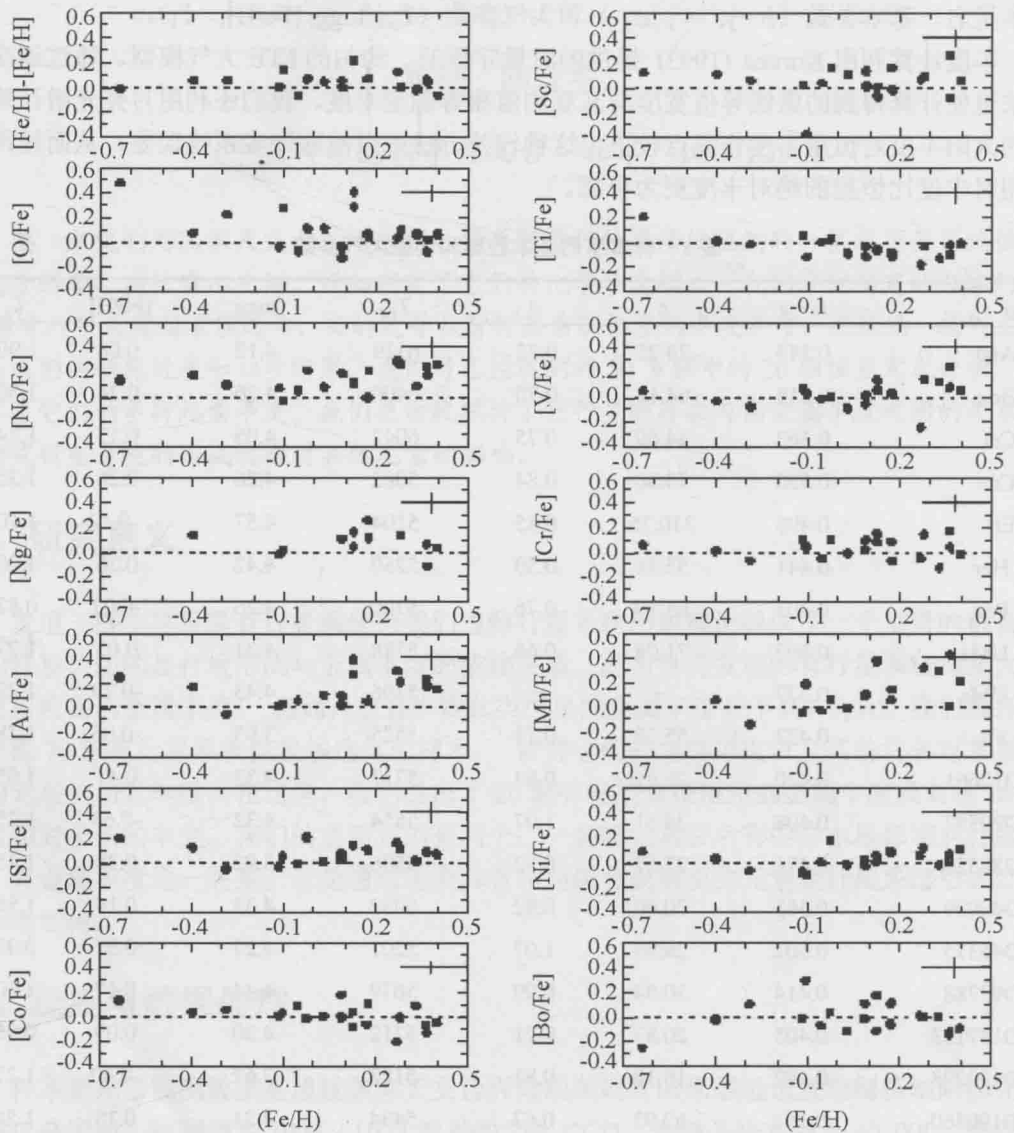


图 1 FeI 和 FeII 得到的铁丰度的偏差和各个元素的相对丰度 $[X/Fe]$ (X 依次表示 O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Ni, Ba) 随金属丰度 $[Fe/H]$ 的变化趋势

属丰度的相关性。然而, HD 29587, HD 98230, HD 190228 的金属丰度小于-0.2 dex, 与前面的观点不一致。还有其他文献发现的 HD 114762 也是低金属丰度的太阳系外行星恒星系统。因此, 我们还需要用除高金属丰度以外的其他机制来解释它们的行星形成。对于其他元素, 我们发现大多数元素的相对丰度 $[X/Fe]$ 几乎在零附近, 与太阳接近, 并且不随金属丰度的变化而变化。然而, 有迹象表明 Na, Mg, Al, Mn 随金属丰度增加有很小的超丰现象, 这与 Feltzing & Gustafsson (1999) 对富金属星的研究结果一致。目前还不清楚这一现象是由于丰度分析的误差造成的, 还是行星系统形成的特殊现象。这些都有待于更多此类样本的观测分析以及与类太阳场星的丰度比较加以研究, 这也是我们计划中的后续工作。

致谢 本项研究为国家自然科学基金和国家重点基础研究规划项目资助课题。

参 考 文 献

- 1 Alonso, A., Arribas S. & Martinez-Roger, C. 1996, A&A, 313, 873
- 2 Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., *et al.* 1993, A&A, 275, 101
- 3 Feltzing, S. & Gustafsson, B. 1999, A&AS, 129, 237
- 4 Kurucz, R.L. 1993, CD-ROM 13, Smithsonian Astrophys. Obs.
- 5 Zhao, G., Qiu, H., Chen, Y. & Li, Z. 2000, ApJS, 126, 461

关于某些 Be 星中近红外辐射和 光学辐射差异的解释

刘庆忠

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘 要 为了考察 Be 星中 $H\alpha$ 发射线和红外超的来源区域,我们建立了一个考虑光学深度的膨胀环模型。我们发现它们的来源区域强烈依赖于 Be 星的物理参数,如抛射物质的初始密度和密度结构。此模型可以用来定性地解释某些 Be 星中观测到的、长期得不到解释的 $H\alpha$ 发射线等值宽度和红外超变化的不一致现象。

关键词 Be 星; 发射线; 近红外超

一、引言

早型星的近红外光度观测^[1~3]明确表明:当和正常的 B 型星比较时,Be 星通常具有比预计的辐射流量大的红外辐射,且此近红外超随着波长的增加而增加。Be 星另一个显著的性质是在光学区域存在迭加在通常的恒星吸收线上的巴尔末发射线。Norton 等人^[4]提供了近红外超和 $H\alpha$ 线发射来源于 Be 星延伸壳层的观测证据。许多作者考察了近红外超发射和 $H\alpha$ 线发射的关系,发现它们之间存在正相关,尽管具有一定的弥散^[5~7]。Neto 和 Pacheco^[5]以及 Dachs 和 Wamsteker^[7]认为两种辐射来源于 Be 星气壳的同一区域,但 Ashok 等人^[6]根据观测结果推算出近红外超的发射体积要比 $H\alpha$ 线的发射体积大得多。我们不很清楚近红外超发射的延伸区域,但从 $H\alpha$ 发射线双峰的峰间距可以推知^[8], $H\alpha$ 发射区域通常可以延伸至几个恒星半径^[9~10]。

对 Be 星而言,仅当气壳中存在足够的物质时,近红外超和发射线才存在^[4]。可是 Ashok 等人^[7]发现在两颗 Be 星(HR 894 和 HR 8520)中没有观测到近红外超,却观测到相当大的 $H\alpha$ 发射线等值宽度。由于近红外和光学观测相隔两个月,他们认为这是两个月内气壳的物理性质发生了变化。但通常 Be 星的这种变化时标要比两个月长得多。另一颗 Be 星(28 Tau)也被发现具有比(从近红外)预计要强得多的 $H\alpha$ 发射^[11]。最近,在 1994 年和 1995 年间对 X Per 几乎同时的近红外和光学观测发现一个奇特的现象,在 $H\alpha$ 等值宽度有较大增加的同时,

近红外JHK星等却快速下降^[10, 12]。Dachs和Wamsteker^[7]也报道过在Be星XOph也观测到近红外光度和H α 发射线等值宽度的反相关变化的现象。由于以前关于Be星气壳结构的理论模型是静态的,无法解释Be星中近红外辐射和光学辐射的这种不一致现象。我们在本文中建立一个准动态模型,考虑偶然抛出的气壳物质是一个膨胀环,得到随半径而变化的近红外辐射和光学辐射,来表明这种不一致现象是由于近红外辐射和光学辐射的光深不同造成的。

二、膨胀环模型

为了解释近红外超和H α 发射线等值宽度间的不寻常变化,我们考虑这样一个模型:从Be星中喷射出的初始物质是在赤道上的宽度为 l_1 和平均速度为 v_1 的环。此环在向外运动的同时开始膨胀,所以环的宽度与半径有关,假设为

$$l(r) = l_1 r^m, \quad (1)$$

其中 $r (=R/R_*)$ 为无量纲半径。我们进一步假设环的膨胀是遵循多方定律的,即

$$TV^{n-1} = T_1 V_1^{n-1} = \text{const.}, \quad (2)$$

其中 n 是大于1的多方指数, V 是体积, T 是气体的温度,下标‘1’代表在恒星光球表面处($r=1R_*$)的数值。气体环的温度和密度随环的膨胀而下降,但仍然假定在环内的气体是均匀的。

通常在考虑Be星气壳盘的几何结构时,简化用厚板(slab)盘模型或具有张角(opening angle)盘模型。在本文中我们假设盘的视角为 i ,考虑仅限制在一个厚度为 $D (=2H)$ 的厚板盘内的纯氢气体。假设 $H \ll r$,盘的体积 $V(r)$ 可以简单表示为

$$V(r) = 2\pi D r l(r) = 2\pi D l_1 r^{m+1}. \quad (3)$$

一般来说,观测到的近红外超是由于Be星气壳中的自由—自由和自由—束缚辐射产生的,在电离态时,由于复合引起的辐射衰减很快,自由—自由辐射在近红外谱的辐射中占明显优势^[11, 13]。自由—自由辐射系数可以写为

$$j_{\nu}^{ff} = 6.842 \times 10^{-38} N_i N_e T^{-1/2} Z g_{ff} e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (4)$$

其中 g_{ff} 是自由—自由辐射的贡特因子, Z 是电荷(本模型中为1), N_e 和 N_i 是电子和离子密度。自由—自由辐射不透明度的吸收系数可以根据Kirchoff定律求得。

H α 复合线发射系数为^[14]

$$j_{H\alpha} = 1.0265 \times 10^{-24} N_i N_e T^{-1/2} \ln(h\nu_0 / kT), \quad (5)$$

其中 ν_0 是赖曼限的频率。H α 发射线的吸收系数为^[15]

$$\kappa_{H\alpha} = \frac{\pi e^2}{m_e c \Delta\nu_D} f_{23} N_{0,2} [1 - e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT}}], \quad (6)$$

其中 f_{23} 是振子强度, $N_{0,2}$ 是原子激发到第2层的体密度, ΔV_D 是由热运动引起的线多普勒宽度, 其他参数具有通常的物理常数意义。 $N_{0,2}$ 与单位体积的中性原子密度 N_0 有关, 可以由 Saha 公式和 Boltzman 公式定出, 在本模型中

$$N_0 = N(r)^2 \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} e^{x_0/kT}. \quad (7)$$

现在我们可以计算将光深的影响考虑在内的 $H\alpha$ 线辐射光度 ($L_{H\alpha}$) 和 K 波段的近红外连续辐射光度 (L_K), 通过对视线方向的简单积分, 便得到了 $H\alpha$ 线辐射光度和 K 波段的近红外连续辐射光度

$$L_K = Ar^{\frac{1}{2}(1+m)(1+n)} e^{-\frac{c_2}{\lambda_K T}} \cdot (1 - e^{-D\kappa_K}) / \kappa_K, \quad (8)$$

$$L_{H\alpha} = Br^{\frac{1}{2}(1+m)(3-n)} \cdot \ln(h\nu_0/kT) \cdot (1 - e^{-D\kappa_{H\alpha}}) / \kappa_{H\alpha}, \quad (9)$$

这里 A 和 B 是常数, 积分区间为 $[0, D]$, λ_K 是 K 波段的有效波长。

三、模型参数和结果

Be 星气壳的密度和温度结构可以用简单的幂律谱 $N(r) = N_1 r^{-n'}$ 和 $T(r) = T_1 r^{-m'}$ 来表示, 式中指数 n' 和 m' 由指数 n 和 m 决定。指数 n' 的值在 $2 \sim 4$ 之间, 但对大多数星 n' 的值在 $3 \sim 3.5$ 之间^[16~17]。我们取初始温度 T_1 为 30000 K, 温度梯度的效应不是很明显, 所以我们取指数 $m' = 1/2$ ^[16]。厚板盘的厚度取为 $H = 0.2R_*$, 视角为 $i = 30^\circ$ 。

选取好了这些数值, 我们可以得到随半径变化的 $H\alpha$ 线辐射光度和近红外连续辐射的光度, 结果如图 1 和图 2 所示, 图中的光度已经用它们的极大值作了归一化。图 1 显示初始密度对理论光度的影响, 随着初始密度的增加, 光度达到峰值的位置向外移动, 轮廓变宽。Persi 等人发现 Be 星 X Per 在光度较亮期间, 它的近红外辐射几乎是来自延伸半径为 $2.0 R_*$ 的赤道气壳内^[18]。的确在 $n' = 3$ 和 $N_1 = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 的情形下, 近红外辐射几乎集中在半径为 $2 R_*$ 的区域内, 此结果与 Persi 等人的结果一致。图 2 显示密度结构 (n') 的变化对光度的影响, 我们发现相对于近红外辐射而言, $H\alpha$ 辐射光度随密度结构的变化很大, 光度的变化在指数等于 2.5 和 3 之间存在一个临界值。随着指数的增加, 如果指数小于这个临界值, $H\alpha$ 光度的轮廓将变宽, 峰值向半径大的方向位移; 如果指数大于这个临界值, $H\alpha$ 光度的轮廓将变窄, 峰值向半径小的方向位移。从图 1 和图 2 还可知, 近红外连续辐射的变化比较剧烈, 峰值在 $1 \sim 3$ 个恒星半径间, 它的值迅速上升到极大值, 然后就迅速下降。相对而言, $H\alpha$ 辐射的变化比较缓慢, 当环向外膨胀时辐射缓慢增加, 它达到极大值的时间要比近红外辐射的时间晚得多, 当 $H\alpha$ 辐射在几个恒星半径处达到它的极大值时, 近红外辐射已经几乎消失。从方程(8)和(9)可知, 由于吸收系数的不同, 才造成近红外辐射和光学辐射的峰值和变化的不一致现象。

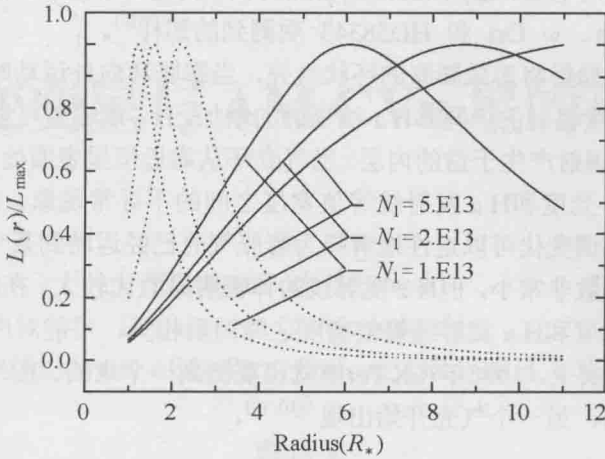


图 1 $H\alpha$ 线辐射光度(实线)和近红外连续辐射光度(点线)随半径的变化。模型中指数 $n'=3$, 初始密度分别为 $10^{13}, 2 \times 10^{13}, 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

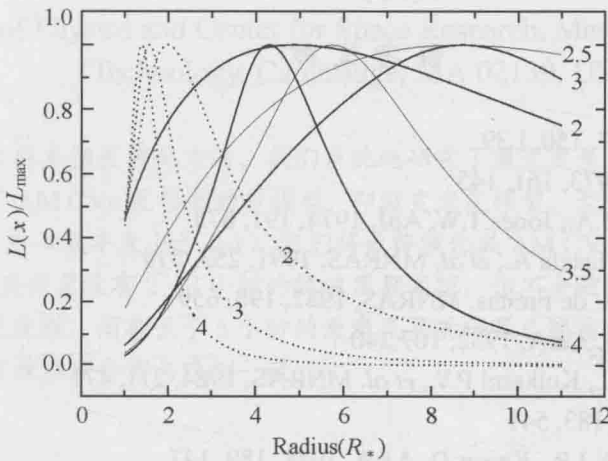


图 2 与图 1 相同, 但初始密度为 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 指数 n' 分别为 2, 3, 和 4。指数 n' 在图中已标出, 另外在图中还画着两条标着 2.5 和 3.5 的细实线, 以便能清楚地了解曲线变化倾向

四、讨论

我们认为近红外和光学辐射具有正相关的观测结果, 应与 Be 星中物质的稳恒抛出有关, 而观测到的不一致变化, 可能与恒星物质的偶然抛出有关。

Be 星的气壳肯定是由于某种不稳定性引起的恒星物质抛出而形成的, 如果恒星物质的抛出是稳恒的, 将形成盘状的气壳。刚开始时气壳的物质比较稀少, 所以尽管此时光深可以忽略, 近红外连续辐射和 $H\alpha$ 线辐射还是较小。当气壳的物质增加时, 尽管光深也增加, 但由于近红外连续辐射和 $H\alpha$ 线辐射的体积连续增加, 可以预计近红外连续辐射和 $H\alpha$ 线辐射在光深达到 1 之前将同时增加。这种情形可以用来解释某些 Be 星中近红外光度和 $H\alpha$

发射线等值宽度的同时增长, 正如在X Per新发射相中开始三年观测到的那样^[10, 12]、以及在28 Tau^[11]、 μ Cen、 ω Ori 和 HD58343 观测到的那样^[6]。

偶然的恒星物质抛射将形成膨胀的环状气壳, 当膨胀环向外运动时, 气壳的有效光深下降, 导致近红外连续辐射的下降和H α 线辐射的增加。H α 线辐射可以被看作来源于盘的外层, 而近红外连续辐射产生于盘的内层。当气壳环从靠近恒星表面处向外运动的过程中, 就可能观测到近红外光度和H α 发射线等值宽度之间的不寻常现象。Be星HR 894和 HR 8520中观测到的不协调变化可以定性地解释为膨胀气壳已经运动到某个区域, 在这区域内近红外超的体辐射系数非常小, 但H α 发射线的体辐射系数比较大。在Be星X Per 和X Oph 中观测到的近红外光度和H α 发射线等值宽度之间的反相关, 可能对应于偶然抛射的恒星物质发展的后期。事实上, 1995年在X Per中就已观测到一个老的、在外部的气壳几乎要消失, 而在赤道的里面, 另一个气壳开始出现^[10, 19]。

致谢 这项研究由“973”计划 (G1999075405) 和国家自然科学基金 (10173026 和 10073020) 部分资助。

参 考 文 献

- 1 Johnson H.L. ApJ, 1967, 150, L39
- 2 Allen D.A. MNRAS, 1973, 161, 145
- 3 Gehrz R.D., Hackwell J.A., Jones T.W. ApJ, 1974, 191, 675
- 4 Norton A.J., Coe M.J., Estela A., *et al.* MNRAS, 1991, 253, 579
- 5 Neto A.D., Pacheco J.A. de Freitas, MNRAS, 1982, 198, 659
- 6 Dachs J., Wamsteker W. A&A, 1982, 107, 240
- 7 Ashok N.M., Bhatt H.C., Kulkarni P.V., *et al.* MNRAS, 1984, 211, 471
- 8 Huang S.S. ApJ, 1972, 183, 541
- 9 Hanuschik R.W., Kozok J.R., Kaiser D. A&A, 1988, 189, 147
- 10 Liu Q.Z., Hang H.R. Ap&SS, 2001, 275, 401
- 11 Chokshi A., Cohen M. AJ, 1987, 94, 123
- 12 Roche P., Larionov V., Tarasov A.E., *et al.* A&A, 1997, 322, 139
- 13 Kastner J.H., Mazzali P.A. A&A, 1989, 210, 295
- 14 Tucker W.H. 1975, Radiation Processes in Astrophysics, MIT Press
- 15 Osterbrock D.E. 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books, Mill Valley
- 16 Waters L.B.F.M. A&A, 1986, 162, 121
- 17 Waters L.B.F.M., Taylor A.R., van den Heuvel E.P.J., *et al.* A&A, 1988, 198, 200
- 18 Persi P., Viotti R., Ferrari-Toniolo M. MNRAS, 1977, 181, 685
- 19 Tarasov A.E., Roche P. MNRAS, 1995, 276, L19

激变变星与 AM CVn 星的形成

Philipp Podsiadlowski

Department of Astrophysics,
University of Oxford, Oxford, OX1 3RH, UK

韩占文

(国家天文台云南天文台 云南 650000)

Saul Rappaport

Department of Physics and Center for Space Research, Massachusetts Institute of
(Technology, Cambridge, MA 02139, USA)

摘要 采用大样本恒星演化方法, 我们系统地研究了激变变星及其相关天体的形成和演化。我们发现了 AM CVn 星形成的新模型, 即激变变星模型。大约 10% 的激变变星其伴星是演化过的星 (中心氢丰度小于 0.4), 它们将最终演化成 AM CVn 星 (其诞生率为 10^{-3} yr^{-1} 左右)。这些激变变星没有 2~3 小时的轨道周期间隙, 但不会破坏激变变星整体的轨道周期间隙。我们还发现, 周期长于 5 小时的激变变星其伴星已经演化或是大质量星, 并且理论得到的伴星有效温度分布与观测一致。

一、引言

AM CVn 星的轨道周期短至 17 分钟, 因此至少子星之一是一个简并星, 或者两子星都是简并星。它们对银河系引力波背景辐射有重要贡献。目前关于 AM CVn 星的形成有两种模型: 简并双星模型和氦星模型。在简并双星模型中 (Tutukov & Yungelson, 1979), 双星经过一次或两次公共包层过程形成简并双星, 简并双星中质量较小的伴星充满洛希瓣, 发生稳定的洛希瓣物质交流, 这就是观测到的 AM CVn 星 (关于物质交流稳定性分析, 见 Han & Webbink, 1999)。在氦星模型中, 双星经历几次物质交流, 形成由低质量氦星和白矮星组成的双星系统。如果该双星系统周期较短, 引力波辐射将使其轨道收缩至氦星充满洛希瓣, 发生稳定的物质交流, 成为 AM CVn 星 (Savonije, de Kool & van den Heuvel, 1986)。

激变变星是由白矮星与主序星组成的双星系统, 主序星充满洛希瓣, 发生稳定的物质交流。本文在研究激变变星的形成和演化时, 发现一部分激变变星将最终演化成 AM CVn 星。

二、双星演化计算

为了研究激变变星与 AM CVn 星的统计性质,我们计算了 120 个双星演化序列。在计算中,我们采用标准的恒星演化程序,金属丰度为 0.02,最新的不透明度表,混合程参量 $\alpha=2$ 。在计算中,我们考虑了引力波辐射引起的轨道角动量损失。如果伴星有对流外壳时,我们还考虑磁滞阻尼。在 120 个双星演化序列中,主星均为白矮星,其质量分别为 0.6, 0.8 和 $1.0M_{\odot}$; 伴星为主序星,其质量分别为 0.6, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2 和 $1.4M_{\odot}$; 初始轨道周期分布于最短周期和分歧周期(bifurcation period)之间。在最短周期的情况下,伴星在零龄主序时即充满洛希瓣。初始周期超过分歧周期则双星的周期随物质交流而增加。我们发现,如果伴星演化到快离开主序时充满洛希瓣,则双星物质交流将导致 AM CVn 星的形成。

三、大样本恒星演化计算

在大样本恒星演化中,我们采用由 Han 等人(1994,1995,1998,2001,2002)研制的大样本恒星演化程序。首先根据双星的初始质量分布、初始质量比分布和初始双星间距分布,用 Monte Carlo 方法产生一个含有一千万颗双星的双星样本。然后对样本双星进行快速演化计算,得到激变变星诞生时的质量和周期分布。把这些分布与所计算的双星演化序列结合起来,我们就可以得到激变变星与 AM CVn 星的统计性质。图 1 是本文大样本恒星演化的流程图。

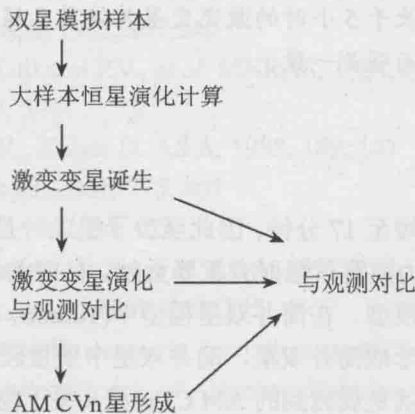


图 1

四、计算结果与讨论

计算得到的银河系激变变星诞生率为 $(2 \sim 10) \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$, 由我们的标准模型得到的诞

生率为 $6 \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$ ，与 Ritter & Burket(1986)的观测结果相符合。由激变变星模型得到的银河系的 AM CVn 星诞生率为 $(0.5 \sim 1.3) \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$ ，而 Nelemans 等人 (2001) 由简并双星模型和氦星模型得到的 AM CVn 星诞生率分别为 $(0.04 \sim 4.7) \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$ 和 $(0.9 \sim 1.6) \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$ 。这说明本文提出的 AM CVn 星形成模型是一种重要的模型。

图 2 给出了激变变星诞生时的伴星质量与周期分布，其中最左边的线代表零龄主序，左边第五条线代表主序结束。大约 10% 的激变变星其伴星是演化过的星（中心氢丰度 < 0.4 ），它们将最终演化成 AM CVn 星。这些激变变星没有 2~3 小时的轨道周期间隙，但不会破坏激变变星整体的轨道周期间隙。

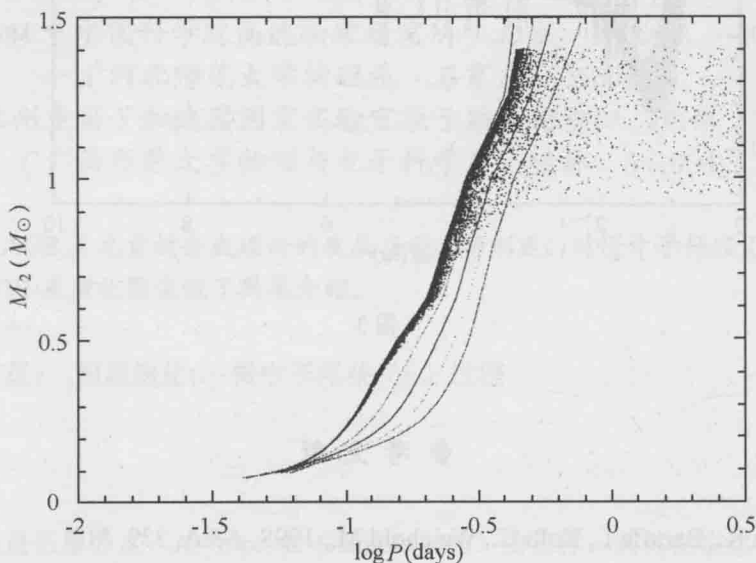


图 2

我们的模拟结果还显示，周期长于 5 小时的激变变星其伴星已经演化或是大质量星，并且理论得到的伴星有效温度分布与 Beuermann 等人 (1998) 的观测结果一致。图 3 给出了理论得到的伴星的有效温度与观测的对比，其中圆圈加误差棒代表观测结果，阴影部分为理论结果。

该项工作的详细结果已发表于 MNRAS (Podsiadlowski, Han & Rappaport, 2002)。

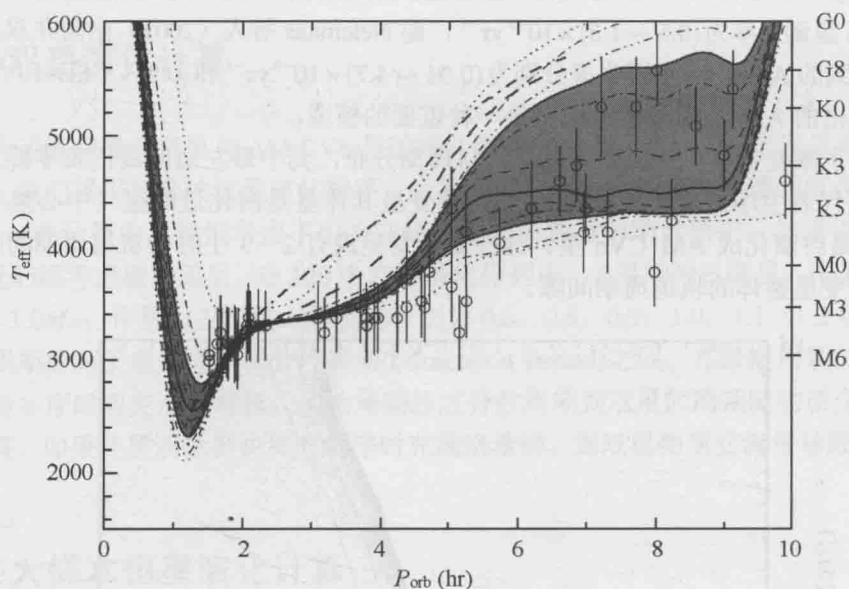


图 3

参考文献

- 1 Beuermann K., Baraffe I., Kolb U., Weichold M., 1998, A&A, 339, 518
- 2 Han Z., 1995, PhD Thesis (Cambridge), unpublished
- 3 Han Z., 1998, MNRAS, 296, 1019
- 4 Han Z., Eggleton P.P., Podsiadlowski Ph., Tout C.A., 1995, MNRAS, 277, 1443
- 5 Han Z., Eggleton P.P., Podsiadlowski Ph., Tout C.A., Webbink R.F., 2001, ASP Conf. Ser., 299, 205
- 6 Han Z., Podsiadlowski Ph., Eggleton P.P., 1994, MNRAS, 270, 121
- 7 Han Z., Podsiadlowski Ph., Eggleton P.P., 1995, MNRAS, 272, 800
- 8 Han Z., Podsiadlowski Ph., Maxted P.F.L., Marsh T., Ivanova N., 2002, MNRAS, in press
- 9 Han Z., Webbink R.F., 1999, A&A, 349, L17
- 10 Nelemans G., Portegies Zwart S.F., Verbunt F., Yungelson L.R., 2001, A&A, 368, 939
- 11 Podsiadlowski Ph., Han Z., Rappaport S., 2002, MNRAS, in press
- 12 Ritter H., Burkert A., 1986, A&A, 158, 161
- 13 Savonije G.J., de Kool M., van den Heuvel E.P.J., 1986, A&A, 155, 51
- 14 Tutukov A.V., Yungelson L.R., 1979, Acta Astron., 29, 665

AGB 星演化过程中的元素核合成*

张妙静^{1,3,4}, 张波^{1,2,3}, 厉光烈^{1,3}

(¹ 中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

(² 河北师范大学物理系 石家庄 050016)

(³ 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

(⁴ 广西师范大学物理与电子科学系 桂林 541004)

摘要 简述 AGB 星元素核合成理论的发展历程。特别是, 对慢中子俘获 (s-) 过程的机制及相关的 AGB 星演化图像做了简单介绍。

关键词 AGB 星; 恒星演化; 慢中子俘获 (s-) 过程

一、引言

AGB 是渐进巨星分支 (Asymptotic Giant Branch) 的简称, 因其在描述恒星演化的赫罗图中的位置非常靠近红巨星分支而得名。处于 AGB 上的恒星, 就称为 AGB 星。根据 AGB 星外包层的碳、氧丰度比 C/O, 可以将其分为两类: 一类是 C/O < 1 的 MS 星和 S 星; 另一类是 C/O > 1 的 C 星。

自从发现 AGB 星以来, 大量天文观测数据显示, AGB 星光球中的碳和重核素的丰度不同程度地高出一般恒星。这些观测结果使人们对 AGB 星产生了浓厚兴趣, 并促使人们对 AGB 星进行了深入的研究。这些研究, 不管是针对 AGB 星演化过程中的元素核合成, 还是针对 AGB 星与恒星大气或星系化学演化的关系, 几乎都是以 AGB 星的核合成理论作为基础。本文将简要介绍 AGB 星的元素核合成理论。鉴于 AGB 星的核合成总是与其演化交织在一起, 因此, 在第二节中我们介绍 AGB 星的演化; 第三节介绍 AGB 星中的主要核合成过程——慢中子俘获过程; 第四节介绍 AGB 星核合成理论; 最后是简短的展望。

二、AGB 星的演化

天文观测及理论研究表明, 大部分 AGB 星是低质量的恒星。因此, 我们在这里主要

* 基金项目: 国家重点基础研究发展规划项目 (G20000774); 中国科学院知识创新工程重要方向性项目 (KJ CX2-N11); 国家自然科学基金资助项目 (19835010; 19673002; 10175074)

介绍质量小于 $8M_{\odot}$ (其中 M_{\odot} 表示太阳质量) 的中、小质量星的演化。按照现代恒星演化模型, 从宇宙大爆炸开始, 四种基本相互作用: 引力、电磁力、弱力和强力逐步由统一走向分离, 夸克、轻子、光子、中间玻色子、胶子、引力子及希格斯子等相继出现。然后, 随着宇宙的不断膨胀, 其温度逐渐下降, 夸克开始被囚禁, 质子、中子和 π 介子等强子产生, 紧接着通过原初核合成过程生成宇宙中大多数的氢和少部分的氦。

这些成分主要是氢和氦的气体云由于引力的不稳定性而塌缩、碎裂, 凝聚成原始星云, 其中部分物质进一步凝聚成原恒星。当原恒星内部达到流体静力学平衡且处于完全对流状态时, 它就被称为主序前恒星。这种天体在赫罗图中的位置对应于林忠四郎线。主序前恒星的内部温度过低, 不能发生热核反应。为了补偿由表面辐射出去的能量, 恒星只能收缩。收缩释放出的引力能, 一部分用于补偿向外的辐射; 一部分用于增加热能, 使恒星内部温度升高。随着温度的升高, 恒星将离开林忠四郎线向零龄主序演化。

当恒星到达零龄主序时, 温度可达到 10^7K 以上, 这时恒星内部的氢开始燃烧。随着恒星内部的氢不断地合成氦, 氢的质量不断减少, 而氦的质量不断增加, 最终形成一个电子简并的、密度较高的氦核心, 在氦核心的外边缘处是燃烧着的氢壳层。当氢的质量减少为原来的 10% 时 (Iben and Renzini, 1982), 恒星中心的氦核心向内收缩, 而外包层向外膨胀, 释放氢燃烧所产生的能量。与此同时, 恒星的表面温度下降而光度增加。恒星结束主序阶段的演化, 向红巨星过渡。

当恒星进入红巨星阶段并首次沿红巨星分支攀登时, 随着恒星的膨胀, 其对流外包层不断向内延伸发展, 可以深入到中心部位氢燃烧阶段形成的化学组成变化区域, 将氢燃烧阶段生成的产物搬运到整个外壳和恒星表面。同时, 在对流外包层与辐射的恒星内部之间留下一个明显的化学组成不连续的区域。这个过程被称为“第一次挖掘”。对于质量小于 $2.5M_{\odot}$ 的恒星, “第一次挖掘”留下的不连续区域在以后的演化过程中将被氢壳层淹没; 对于在此质量限以上的恒星, 由于它们演化的时间非常短, 因而根本不会发生“第一次挖掘”。“第一次挖掘”改变了恒星表面的化学组成, 使挖掘所涉及的、约占恒星总质量 80% 的物质因混合而变得性质均匀。

恒星发生“第一次挖掘”后, 氢壳层的燃烧仍在继续, 它生成的 ^{12}C 和 ^{16}O 使氦核心质量逐步增大, 最终达到临界值 ($1.7\sim 2.5 M_{\odot}$) (Shaviv and Salpeter, 1973; Sweigart and Gross, 1978; Langer, 1987; Renzini, 1987; Chiosi, Bertelli and Bressan, 1992)。当氦核心质量达到临界值时, 氦被点燃。这时, 恒星演化到了红巨星分支的尖端, 对应的温度约为 10^8K 。由于小质量星的氦核心是高度电子简并的, 因而此时会发生核心的“氦闪”, 即氦燃烧是不稳定的爆炸式燃烧, 在短时间内放出大量能量。几次氦闪过后, 氦核心内的电子简并状态会自动消失, 恒星温度升高、压强增大、体积膨胀。恒星体积膨胀又会使温度下降, 进而使热核反应恢复为稳定核反应。这时, 恒星已离开红巨星分支, 落在赫罗图的水平分支上。在这个过程中, 恒星表面的成分没有发生变化。对于中等质量的恒星, 由于其核心的氢燃烧主要是 CNO 循环, 生成的氦核心不是简并的。因此它们不会发生核心“氦闪”, 而是直接经历平稳的氦燃烧过程。当恒星核心的氦基本燃尽时, 其中心变为碳—氧核心, 其能量主要由核心外的氦燃烧壳层提供, 而原来的氢壳层的燃烧几乎熄灭。此时, 恒星质量已经由于星风作用损失了 10% (Reimere, 1975; Iben and Renzini, 1984), 恒星进入 AGB 演化阶段, 成

为一颗 AGB 星。

刚形成的 AGB 星，氢燃烧壳层位于星体的深层处，燃烧层并不太薄。随着燃烧的进行，碳—氧核心质量增大，氢—氦双燃烧壳层逐渐向外推移，氢壳层越来越薄。氢燃烧释放的大量能量使恒星富氢的外包层因受热而向外迅速膨胀，恒星表面温度降低、星体光度增加。在赫罗图上，它从 AGB 的初始点逐渐向右上方的最高点演化，这个阶段称为早期 AGB 阶段。

在早期 AGB 阶段，所有质量大于 $3.5 M_{\odot}$ 的中等质量星，由于星体剧烈膨胀而逐步变冷，最终使氢壳层的燃烧熄灭，于是恒星内只剩下一个氢燃烧壳层。这时，氢壳层以内的碳—氧核心继续向内收缩，而氢壳层以外的恒星外壳向外膨胀。碳—氧核心内电子发生简并，对流外包层越过氢—氦不连续区，深入到原来氢壳层的区域，将氢壳层燃烧生成的灰烬（主要是 ${}^4\text{He}$ 和 ${}^{14}\text{N}$ ）搬运到恒星外壳，这就被称为“第二次挖掘”。“第二次挖掘”增加了恒星表面的氦丰度，提高了 ${}^{14}\text{N}$ 和 ${}^{15}\text{N}$ 的丰度比(Lattanzio and Boothroyd, 1997)。

当早期 AGB 阶段结束的时候，恒星的氢壳层再次被点燃，从这一刻起，它成为恒星的主要能源，而氢壳层的燃烧几乎熄灭。这一阶段的恒星一般具有如下结构：其核心收缩为具有通常白矮星大小一样的致密的碳—氧简并核，在它的外面是双燃烧壳层——由内到外分别为氢燃烧壳层和氦燃烧壳层，在双燃烧壳层之间有一个很薄的、处于辐射平衡状态的、富氮的中间壳层。

随着恒星的膨胀，其碳—氧核心的质量逐步增加，当它的外缘接近外包层底部时，恒星进入热脉冲 AGB 阶段。此时，壳层氢燃烧会因背景温度低于 10^7 K 而熄灭。这使得 AGB 星释放的能量大为减少，星体表面停止膨胀而转向收缩。由于极薄的氢燃烧壳层自身物质的产能率对温度的变化极度敏感，具有极强的热失控不稳定性，会在极短的时间内释放出极大的能量，而氢壳层的厚度太薄以至于它不可能大量吸收辐射能，所以这时将发生壳层的氢闪。氢壳层的温度及其产生的光度都急剧上升，不仅将外围临近的大气包层底部的氢壳层再度点燃，而且两个壳层燃烧所释放的能量将使整个大气包层急剧地向外膨胀，光度急剧增加，但恒星表面的温度几乎没有明显下降。当星体膨胀到一定程度时，不仅外面的壳层氢燃烧因背景温度降到 10^7 K 以下而熄灭，甚至连壳层氢燃烧也随之熄灭。恒星大气包层因失去内部强辐射压的驱动而在星体自引力作用下开始向中心收缩，星体大气包层底部以内的物质密度和温度随之回升。一旦氢壳层温度超过 10^8 K ，壳层氢燃烧再次被点燃，然后恒星将重复以上过程：失控薄层氢燃烧——点燃壳层氢燃烧——星体大气包层急剧膨胀、光度急剧增加——氢、氦壳层燃烧熄灭——大气包层收缩、光度急剧下降——再次点燃壳层氢燃烧。这种周而复始的循环过程就是热脉冲。恒星经历的脉冲数与其初始主序质量密切相关。一般地讲，主序质量越大的恒星，脉冲数越大，而其脉冲周期越短。而且，恒星在每个热脉冲当中的基本性质是相似的，如氢壳层的光度、氦壳层的光度以及总光度等。

恒星在最初几次热脉冲里，其温度的变化幅度不太大，随着脉冲数的增加，热脉冲振幅增大，在壳层氢燃烧产能率达到极大时，燃烧区外面出现短时间的对流壳层，在其后的脉冲过程中，对流壳层非常接近于富氮的中间壳层，随着对流外包层的向内推移，富氮的中间壳层区与外包层巨大的温度梯度将导致内外物质发生急剧对流，对流速度会超过外包

层膨胀速度,这种对流将内部壳层氦燃烧中的产物(3 α 反应合成的 ^{12}C 和在氦燃烧壳层中通过慢中子俘获过程产生的重元素)带到大气包层,甚至带到恒星表面。这个过程被称为“第三次挖掘”。从恒星结构方面来看,“第三次挖掘”是与“第二次挖掘”相类似的,只不过它发生得更快,而且重复很多次。“第三次挖掘”模型最有力的证据是天文观测发现的大量富碳及重元素超丰的红巨星。但是,“第三次挖掘”模型在定量计算中始终遭遇很多困难。一般地讲,这个模型可以比较容易地解释星族II的恒星或者是外包层质量很大的中等质量星的性质。但是,它无法说明C星的形成。

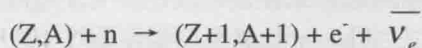
除了“第三次挖掘”以外,热脉冲AGB阶段的另一个特征是“星风质量损失”——在最后几次热脉冲当中,星体外包层由于过度膨胀,以致于恒星依靠自引力作用无法将最外面的部分物质拉回,这些物质在星风作用下被带到星际空间。“星风质量损失”引起了恒星包层质量的缩小,而被星风带走的那部分物质会在恒星周围形成一个向外扩张的行星状星云。在最后一个热脉冲中,恒星包层最终被完全剥光,呈现出已演化成白矮星的恒星内核。这时恒星结束AGB阶段的演化。

通过对上述的恒星演化图像进行研究,Schwarzschild和Sander等(Schwarzschild,1967; Sanders,1967)得出了一个具有重大意义的结论:AGB星是发生慢中子俘获过程最合适的场所。

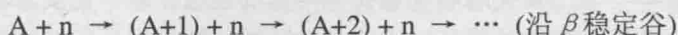
三、慢中子俘获过程

1. 无分叉慢中子俘获过程

慢中子俘获过程是Burbidge等(Burbidge *et al.*,1957)在1957年提出的,主要是为解释重元素核合成提供一个物理机制。重元素是指比铁族元素还要重的元素($A > 60$)。所谓慢中子俘获过程,是指在较低的中子数密度(约为 10^8cm^{-3})的条件下,不稳定种子核(主要是铁族元素)俘获中子合成重元素的过程。由于在此过程中同时发生 β 衰变,而种子核俘获中子的时间远远大于发生 β 衰变所需的时间,所以被称为慢中子俘获过程,简称s(slow)-过程。也就是说,在s-过程中,种子核(Z, A)吸收中子的反应是:



一般情况下,核素($Z+1, A+1$)继续俘获中子,s-过程核反应方式可以表示为:



这种沿 β 稳定谷进行的s-过程称为无分叉s-过程。它所经过的核素称为s-核素。描述无分叉s-过程的理论通常被称为s-过程的经典理论。

除s-过程外,他们还提出了一个与之相对应的中子俘获机制——快中子俘获过程,简称r(rapid)-过程,即在中子数密度较高(约为 10^{11}cm^{-3})的情况下,种子核俘获中子的速率比其 β 衰变速率快得多,其核反应链可以表示为:



随着r-过程的进行,其合成的核素内的中子数不断增加、结合能降低,上述反应链将在某

核素处终止。一旦中子源消失,则核素($Z, A+X$)将经过 β 衰变,直到 β 稳定谷。 r -过程经过的核素称为 r -核素。

与 s -过程理论比较成熟不同, r -过程理论目前仍不太完善,其物理机制和发生场所都还没有完全确定。一般认为,其场所可能是暴发性的天体环境,例如大质量星的超新星暴发。在实际的研究中,由于所有的中子俘获元素几乎都可以通过 r -过程和 s -过程共同合成,所以在研究 s -过程的时候必须同时考虑 r -过程的贡献。换句话说,在一般情况下,这两个过程不是彼此独立的,而是相互关联的。

2. 分叉慢中子俘获过程

近十年来,核物理实验精确地测出了许多重要核素的中子俘获截面以及它们的寿命,这使得经典的无分叉 s -过程理论很快发展成现代的分叉 s -过程理论。分叉 s -过程理论认为:即使在低中子数密度的情况下,也必须考虑大量不稳定核素发生中子俘获的影响。例如,稳定的 ^{133}Cs 俘获中子生成不稳定的 ^{134}Cs 。按经典理论, ^{134}Cs 将发生 β 衰变生成 ^{134}Ba 。但是,实验数据表明:在 $(1-3) \times 10^8 \text{K}$ 的温度变化范围内, ^{134}Cs 的平均寿命是 46 天到 0.97 年,而且它的中子俘获截面相当大。例如,在中子能量为 30keV 时,其截面将达到 1b。因此, ^{134}Cs 成了 s -过程核反应链的一个分叉点。它有两个反应道:一个是发生 β 衰变生成 ^{134}Ba ;另一个是俘获中子变成平均寿命为 432 年的稳定核素 ^{135}Cs 。这说明 ^{134}Ba 不再像经典理论所描述的那样,是由全部的 ^{134}Cs 生成的,而是由部分的 ^{134}Cs 发生 β 衰变生成的。从这个简单的例子可以看出,在考虑了大量不稳定核素的贡献之后,分叉 s -过程理论比无分叉 s -过程理论更为精确,其反应链也比后者更为复杂。

四、AGB 星核合成理论

在 AGB 星的研究历史上,首次将上述的恒星演化图像与慢中子俘获过程联系在一起,不是恒星模型,而是天文观测结果。1952 年, Merrill(Merrill, 1952)在天文观测中首先发现,在 S 星的光谱中包含有不稳定重核素 ^{99}Tc 。这个发现马上使人们将 AGB 星的演化跟重元素的核合成联系起来。从而开始了对 AGB 星核合成的理论研究。

1. 单辐照理论

20 世纪 50 年代, Greenstein(Greenstein, 1954)首次在 AGB 星演化的氢燃烧阶段引入了两个对重元素核合成至关重要的中子源:一个是通过质子混合到氦壳层而产生的 ^{13}C 中子源,它通过反应 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 释放中子;另一个是 ^{22}Ne 中子源,它通过 $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 释放中子,这里的 ^{22}Ne 是由在壳层氢燃烧中经过 CNO 循环生成的 ^{14}N 在热脉冲开始的早期通过反应链 $^{14}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+ \nu)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ 在氦壳层中自然生成的。随后, Burbidge 等(Burbidge *et al.*, 1957)发表了论述元素核合成的著名论文 B^2HF , 其中就包含上述经典无分叉 s -过程理论。后来, Clayton 等(Clayton *et al.*, 1961)延续 Burbidge 等的思想,用数学方法对控制 s -过程的物理机制进行了唯象分析,建立了经典无分叉 s -过程方程组,并给出了解析解。他们注意到:在远离幻核的区域,不同核素的丰度与其中子俘获截面的乘积基本上是不变的,可以定域地看成是常数。另外,为了拟合太阳系重元素的丰度,他们引入了一

个对时间积分的中子流函数——中子辐照。因此，他们的理论被称为单辐照理论。

2. 指数辐照理论

在单辐照理论提出后不久, Seeger 等(Seeger, Fowler and Clayton, 1965)和 Clayton 等(Clayton, 1968; Clayton and Ward, 1974)又指出: 由于中子幻核的中子俘获截面非常小, 相应地它们的中子辐照也不同于一般的核。因此, 中子辐照不是单值, 而应该是一系列不同的值, 而且这些值的分布应该呈指数形式。这就是人们常说的指数辐照理论。因为指数辐照的形式非常简单, 而且能较好地符合太阳系重元素的丰度, 所以这个理论曾一度非常流行。利用指数辐照理论, 人们很快发现: 在一个天体物理场所中不可能得到所有必需的中子流。因此, 应该依据不同元素的质量划分区域, 相应地把 s-过程分为三个分量: 弱分量、主要分量和强分量。不同分量具有不同的中子辐照分布, 并对应不同的天体物理环境。其中, 从 Fe 到 Sr 的 s-核素主要由弱分量产生; 从 Sr 到 Pb 的 s-核素由主要分量产生, 对应的场所是 AGB 星; 强分量产生了约占宇宙中将近一半的 ^{208}Pb 。除了主要分量外, 当时对弱分量和强分量的产生场所都不太清楚。几乎在同一时期, Schwarzschild 等(Schwarzschild, 1967)在他们的研究中得出了“氦壳层直接吞没氢壳层中的质子以形成 ^{13}C 中子源”的结论。

20 世纪 70 年代, Ulrich(Ulrich, 1973)根据热脉冲 AGB 模型指出: 当对流的富氦中间壳层的底部温度升高到 $(0.8\sim 0.9)\times 10^8\text{K}$ 时, 种子核经历 ^{13}C 中子源的中子辐照而生成新核素。在经历一个热脉冲之后, 这些新核素被来自恒星外包层的种子核稀释, 一起经历下一个热脉冲的中子辐照。Ulrich 还指出, 不管中子源是什么, 这个部分重叠的热脉冲循环机制可以自然地产生一个指数形式的中子辐照分布。继 Ulrich 之后, Iben (Iben, 1975; Iben, 1977)对中等质量星进行了研究。他们认为, 氢壳层中的质子被氦壳层直接吞没而形成 ^{13}C 中子源是不可能的, 可能有的应该是 ^{22}Ne 中子源。当对流的富氦中间壳层的底部温度升高到 $3.5\times 10^8\text{K}$ 以上时, ^{22}Ne 通过反应 $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ 释放中子, 然后种子核俘获中子形成重核素。他们对上述核合成的结果进行了分析, 发现在 $80\leq A\leq 210$ 的区域内重核素丰度的渐进分布与太阳系相应区域的核素分布很相似。不过, Iben 的结果很快就被后来的 s-过程唯象分析和恒星模型的精确计算所否定(Mathews *et al.*, 1986)。因为在热脉冲中 ^{22}Ne 燃烧释放的中子密度相当高, 在 $3.5\times 10^8\text{K}$ 时, 可达到 10^{11}cm^{-3} 。这时, r-过程将起作用, 许多分支反应道将被打开, 这会使富中子核素的丰度大大提高, 最终导致所得到的核素丰度分布与太阳系的完全不同。与 Iben 几乎同时, Ward (Ward, 1976)考虑了 β^- 衰变与中子俘获的分支比, 给出了分叉 s-过程方程组及其解析解, 并根据 Ulrich 的脉冲中子源模型给出了单脉冲 s-过程方程组的解。

有关 s-过程的这些唯象研究, 虽然为约束 AGB 星核合成模型做出了很大的贡献, 但是, 人们也注意到, 包含 ^{22}Ne 中子源的模型存在着以下的困难: ① 模型所给出的 C 星光度远远大于观测值; ② 无法说明“第三次挖掘”图像; ③ 无法解释从 AGB 星上观测到的大或小质量的“星风质量损失”。除此之外, 更为重要的是, 在天文观测中并没有在富 s-过程的恒星上发现 ^{25}Mg 的超丰。另外, 人们还发现: 即使在理论上也无法说明质量大于 $5\sim 6M_{\odot}$ 的恒星可演化形成 C 星。这些因素使人们认识到: 在 C 星形成和 s-过程中扮演主要角色的应该是小质量的 AGB 星。 ^{22}Ne 中子源的困难迫使人们回过头来重新考虑 ^{13}C 中子源

存在的可能性。在此之前, 由于没有适当的混合机制可使质子进入中间壳层, 被 ^{12}C 俘获而生成 ^{13}C , 致使 ^{13}C 中子源一直不受重视。

3. 对流核合成模型

20 世纪 80 年代, Iben 等(Iben and Renzini, 1982)提出了一个适合于低金属丰度、低质量 AGB 星的 ^{13}C 形成机制, 并在此基础上提出了一个 ^{13}C 在热脉冲的对流状态下释放中子的 AGB 星核合成模型。这个模型的基本假设是: 每个热脉冲结束后, 在星体冷却、膨胀过程中, 富碳的物质被推到一个低温的区域。由于部分碳的合成、重组, 导致局部区域的不透明度迅速提高, 这时有可能形成一个半对流的壳层。通过这个壳层, 少量的氢可以下降到富碳的区域。当这一区域再次升温时, ^{12}C 将消耗所有的质子, 通过反应链 $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{14}\text{N}$ 生成 ^{13}C , 并形成一质量约为 $10^{-4}M_{\odot}$ 的 ^{13}C 袋。热脉冲发生时, 这个袋被吞没, ^{13}C 通过 α 过程释放中子, 然后种子核俘获中子生成新核素。当温度升高到约为 $3 \times 10^8 \text{K}$ 时, ^{22}Ne 中子源被激活, 释放出少量中子, 种子核继续俘获中子生成新核素。这些新核素最终在“第三次挖掘”中被混合到大气包层。这里引入 ^{22}Ne 中子源的原因是: 天文观测在恒星上发现了一些不稳定核素, 如 ^{164}Er 等。但是, 在理论上, 由于它们的衰变率对温度很敏感, 在 ^{13}C 中子源释放中子的较低温度下会很快衰变完, 因而不可能对最后的核合成结果有贡献。为了说明这部分核素的丰度, 就必须引入 ^{22}Ne 中子源。非常有意思的是, 这个模型虽然包含了两个中子源, 但它给出的中子辐照分布仍然呈指数形式。对于这个模型, Boothroyd 等(Boothroyd and Sackmann, 1988)认为, 半对流壳层不足以形成 ^{13}C 袋。而 Iben(Iben, 1983)自己也证实, 这个模型不适用于星族 I 的恒星。但是, 这个模型对极低金属丰度的恒星是有效的。

依据这个双脉冲中子源的 AGB 星核合成模型, 人们首次试图在单个 AGB 星中拟合太阳 s-过程的主要分量所对应的核素丰度, 并得出结论: 太阳的核素丰度不是一颗星的 s-过程核合成的结果, 而是星系演化过程中不同质量、不同年龄的多颗星的 s-过程核合成的平均结果。此外, s-过程的产量强烈地依赖于恒星的金属丰度。1991 年, Beer (Beer, 1991) 给出了对应的双脉冲 s-过程的解。与此同时, 我国的研究小组(王新舸, 张波, 彭秋和, 1996; 刘永新, 张波, 彭秋和; 1996)可利用此模型, 结合不同质量 AGB 星内部的物理状况、热脉冲次数、幅度和“第三次挖掘”程度上的差异, 计算了不同质量范围的 AGB 单星的重核素超丰情况。

尽管这个对流模型取得了较大的成功, 但它仍存在一些缺陷。例如: ^{13}C 燃烧产生的过多能量会改变热脉冲中某个方向的恒星结构, 从而导致中子数密度过高而不适于发生 s-过程核合成。

20 世纪 80 年代, 不仅是 AGB 星核合成理论发展过程中的一个重要时期, 而且是天文观测取得丰硕成果的一个重要阶段。继 Merrill 之后, 大量天文观测表明, ^{99}Tc 不仅存在于 S 星中, 而且还广泛分布于演化中的 C 星上。这再次证明了 AGB 星上确实发生了重元素的核合成以及“第三次挖掘”。另外, 借助于高分辨率的摄谱仪, 人们获得了一大批 AGB 星的重核素丰度数据。特别应当指出的是, 大量天文观测结果显示: MS 星和 S 星上有高浓度的 s-核素。在与 AGB 星有关的双星系统的观测数据中, 人们还发现了 s-核素 Ba 超

丰的 Ba 星。正是在这些天文观测结果的推动下, AGB 星核合成理论的研究在 20 世纪末得到了快速的发展。

4. 辐射核合成模型

继 Iben 之后, Straniero 等 (Straniero *et al.*, 1995; Straniero *et al.*, 1997) 在 AGB 星的演化和核合成研究方面跨出了重要的一步。他们指出: ^{13}C 中子源, 不是在热脉冲的对流状态下, 而是在脉冲间隔的辐射状态下释放中子并合成新核素的。这避免了 ^{13}C 燃烧释放的能量导致热脉冲方向上的恒星结构的变化。从这种机制出发, 他们提出了一个新的 AGB 星核合成模型。在这个模型下, AGB 星的 s-过程核合成可以归结为以下几个阶段: ① 脉冲熄火之后, 少量质子下落到富氢的中间壳层顶部, 形成一个质子袋; ② 当氢壳层被重新点燃时, ^{13}C 袋形成; ③ 在热脉冲即将到来前, ^{13}C 袋所在的区域被压缩, 并被加热到 $(0.8 \sim 0.9) \times 10^8 \text{K}$, 这时 ^{13}C 通过反应 $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ 释放中子, 这些中子被 ^{13}C 袋中的种子核通过 s-过程俘获并形成新的重核素; ④ 在热脉冲的对流状态下, ^{13}C 袋中的物质跟氢燃烧壳层的灰烬 (包含种子核 ^{56}Fe 和 ^{14}N) 以及在以前的热脉冲中生成的物质相混合; ⑤ 当 ^{22}Ne 释放出少量中子时, 这些混合物质在高 neutron 密度下生成一些不稳定核素; ⑥ 热脉冲熄火后, 这些物质的一部分 (包含新合成的重核素和 ^{12}C) 被“第三次挖掘”到恒星表面; ⑦ 上述的热脉冲重复发生, 直至恒星演化为白矮星。

由这个模型出发, 人们很快发现, 质子袋的分布形状决定了 AGB 星重核素的丰度分布, 再次证实了太阳的核素丰度分布是星系演化的平均结果, 所有富 s-过程恒星的重核素丰度都与太阳的相类似。Gallino 等 (Gallino *et al.*, 1998) 采用新的 ^{13}C 和 ^{22}Ne 的 α 俘获反应率数据, 对模型的中子源进行了分析, 发现其中子辐照分布已不再是指数形式, 而是多个单辐照的叠加。此外, 人们还预言, s-过程弱分量的产生场所可能是大质量星。而 s-过程强分量将导致恒星上的 Pb 的丰度高出其他所有重核素的丰度, 即预言了 Pb 星的存在。

应当指出, 我国天体物理学家也在 AGB 星核合成理论方面开展了工作。除了前面已经提到的外 (王新舸, 张波, 彭秋和, 1996; 刘永新, 张波, 彭秋和, 1996), 张波等 (Zhang Bo *et al.*, 1999; Li Ji *et al.*, 1999) 建立了在不同金属丰度下确定不同核合成过程对重元素总丰度相对贡献的计算模型, 首次提出了描述各个核合成过程贡献大小的分量系数概念。

综上所述, AGB 星核合成理论在 50 多年的历史中取得了巨大的成就。但是, 我们也看到其中还有不少疑难问题有待解决。例如, ^{13}C 袋的产生机制; Ba 星的重元素丰度分布及轨道根数的确定和模型拟合; 贫金属 AGB 星核素丰度分布的计算公式等。其中, ^{13}C 袋的产生机制, 无论是对辐射模型还是对流模型, 都是一个关键问题。质子到底如何混到大气包层底部? 这个问题也是近年来质子动力学激发机制的重要研究课题。它的最终解决将取决于恰当的 AGB 星输入量。但在目前的实验和观测条件下, 这显然受到很大限制。此外, s-过程的强分量和弱分量对 AGB 星的核合成计算也有一定的影响。但是, 作为弱分量产生场所的大质量 AGB 星的研究仍处于初步的探索阶段; 强分量的研究又与尚未完善的 r-过程理论密切相关。

五、展望

虽然 AGB 星核合成理论存在以上诸多困难,但是已经取得的一些成果仍然是令人鼓舞的。例如,20 世纪 90 年代,Herwig 等(Herwig *et al.*,1997; Herwig *et al.*, 1998)通过对扩散过程进行近似处理得到了一个合理的 ^{13}C 袋的产生机制。另外,严格的质子动力学计算也表明了存在产生 ^{13}C 袋的可能性。21 世纪初,欧洲南部 3.6m 的天文望远镜观测到了三颗 Pb 星(Van Eck *et al.*, 2001)。这有力地证实了 s-过程强分量理论的预言。这些理论和实验的成果使我们敢于断言:在人类跨入新世纪之后,随着实验和天文观测数据的不断积累,AGB 星核合成理论研究也将迎来更光明的未来。

参考文献

- 1 Beer H. An Analytical Formulation of the Double-Pulse s-Process Model[J]. *Ap J*, 1991, 379: 409~419
- 2 Boothroyd A I, Sackmann I J. The Production of Low-Mass Stars. IV. Carbon Stars. *Ap J*, 1988, 328: 632~644
- 3 Burbidge E M, Berbigde G R, Fowler W A, and Hoyel F. Synthesis of the Elements in Stars[J]. *Rev Mod Phys*, 1957, 29: 547~650
- 4 Chiosi C, Bertelli G, Bressan A. New Developments in Understanding the HR Diagram[J]. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1992, 30: 235~247
- 5 Clayton D D, Fowler W A, Hull T E, Zimmerman B A. An Analysis of s- Process[J]. *Ann Phys*, 1961, 12: 331~341
- 6 Clayton D D. Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis[M]. New York: McGraw-Hill. 1968, 1~612
- 7 Clayton D D, Ward R A. s-Process Studies: Exact Evaluation of an Exponential Distribution of Exposures[J]. *Ap J*, 1974, 193: 397~411
- 8 Greenstein J L. Astrophysics[C]. In: Ridenour L N ed. Modern Physics for the Engineer. New York: McGraw-Hill, 1954, 235~271
- 9 Gallino R, Arlandini C, Busso M, *et al.* Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars II. Neutron Capture and the s-Process[J]. *Ap J*, 1998, 497: 388~400
- 10 Herwig F, Blöcker T, Schönberner D, *et al.* On the Validity of the Core-Mass Luminosity Relation for TP-AGB Stars with Efficient Dredge-up[J]. *Astron Astrophys*, 1998, 340: 43~52
- 11 Herwig F, Schönberner D, El Eid M. Stellar Evolution of Low and Intermediate-Mass Stars IV. Hydrodynamically-Based Overshoot and Nucleosynthesis in AGB Stars[J]. *Astron Astrophys*, 1997, 324: 81~93

- 12 Iben I Jr, Neon-22 as a Neutron Source, Light Elements as Modulators, and s-Process Nucleosynthesis in a Thermally Pulsing Star[J]. *Ap J*, 1975, 196: 549~560
- 13 Iben I Jr, Stellar Structure and Evolution with Emphasis on the Evolution of Intermediate Mass Stars. In: Bouvier P, Maeder A ed. *Advanced Stages in Stellar Evolution*. Sauverny, Switzerland: Geneva Observatory. 1977, 1~148
- 14 Iben I Jr, Renzini A. The Role of Semiconvection in Bringing Carbon to the Surface of Asymptotic Giant Branch Stars of Small Core Mass[J]. *Ap J*, 1982, 259: 79~86
- 15 Iben I Jr, Carbon Star Formation and Neutron-Rich Isotope Formation in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars[J]. *Ap J*, 1983, 275: 65~76
- 16 Iben I Jr, Renizini A. Single Star Evolution I. Massive Stars and Early Evolution of Low and Intermediate Mass Stars[J]. *Phys Rep*, 1984, 105: 329~338
- 17 Langer N. Non-local Treatment of Convection and Overshooting from Stellar Convective Cores[J]. *Astron Astrophys*, 1986, 164: 45~54
- 18 Lattanzio J C, Boothroyd A I. Nucleosynthesis of Elements in Low to Intermediate Mass Stars through the AGB Phase[C]. In: Bernatowicz T J, Zinner E ed. *Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials*. Woodbury, NY: Am Inst Phys, 1997, 85~114
- 19 Li Ji, Zhang Bo, *et al.* Abundance of elements in metal-poor star HD 126238[J]. *Chin Phys Lett*, 1999, 16(8): 619~621
- 20 刘永新, 张波, 彭秋和. 小质量 AGB 星热脉冲阶段氟的核合成[J]. *天体物理学报*, 1996, 16: 57~68
- 21 Mathews G J, Takahashi K, Ward R A. Stellar Technetium and Niobium Abundances as a Measure of the Lifetime of AGB Stars in the Third Dredge-up Phase[J]. *Ap J*, 1986, 302: 410~418
- 22 Merrill P W, Technetium in the Stars[J]. *Science*, 1952, 115
- 23 Reimere D. Circumstellar Envelopes and Mass Loss of Red Giant Stars[C]. In: Baschek B, Kegel W H, Traving G ed. *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*. Berlin: Springer-Verlag, 1975, 229~256
- 24 Renzini A. Some Embarrassments in Current Treatments of Convective Overshooting[J]. *Astron Astrophys*, 1987, 188: 49~55
- 25 Sanders R H. s-Process Nucleosynthesis in Thermal Relaxation Cycles[J]. *Ap J*, 1967, 150: 971~982
- 26 Schwarzschild M, Härm R. Hydrogen Mixing by Helium-Shell Flashes[J]. *Ap J*, 1967, 150: 961~970
- 27 Seeger P A, Fowler W A, Clayton D D. Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture[J]. *Ap J Suppl*, 1965, 11: 121~133
- 28 Shaviv G, Salpeter E E. Convective Overshooting in Stellar Interior Models[J]. *Ap J*, 1973, 184: 191~199

- 29 Straniero O, Gallino R, Busso M, *et al.* Radiative C-13 Burning in Asymptotic Giant Branch Stars and s-Process[J]. *Ap J*, 1995, 440: 85~98
- 30 Straniero O, Chieffi A, Limongi M, *et al.* Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars I. Formation of Population I Carbon Stars[J]. *ApJ*, 1997, 478: 332~341
- 31 Sweigart A V, Gross P G. Evolutionary Sequences for Red Giant Stars[J]. *ApJ Suppl*, 1978, 36: 405~411
- 32 Ulrich R K. The s-Process in Stars[C]. In: Schramm D N, Arnett W D ed. *Explosive Nucleosynthesis*. Austin: University of Texas Press. 1973, 139~167
- 33 Van Eck S, Goriely S, Jorissen A, *et al.* Discovery of Three Lead Stars[J]. *Nature*, 2001, 412: 793~795
- 34 王新舸, 张波, 彭秋和. 低质量 AGB 星重元素的核合成[J]. *天文学报*, 1996, 37: 243~248
- 35 Ward R A. Branching in the s-Process: the Effects of an Intermittent Neutron Flux and Long-Lived Isomeric States[D]. PhD T, Houston: Department of Space Physics and Astronomy, Rice University, 1976
- 36 Zhang Bo, Li Ji, *et al.* A model for calculating the abundance of neutron-capture element in metal-poor stars[J]. *Ap J*, 1999, 513:910~918

高电离态原子的 β 衰变及其天体物理意义

白希祥

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

一、引言

原子核 β 衰变在恒星演化和核合成过程中起非常重要的作用。有一些理论和实验研究表明,在高温、高密度的恒星内部和星际介质中某些核素 β 衰变的有效半衰期、衰变模式乃至 β 稳定性发生显著的变化^{[AR99],[TA83]}。天体物理环境中的原子通常处于高度电离的状态,电离对原子核 β 衰变特性的影响是核天体物理的重要研究课题之一。

在天体物理环境中存在六种 β 衰变模式,分别为:

$$(Z, N, I; Kk)_i \rightarrow (Z+1, N-1, I+1; K'k')_f + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{连续态 } \beta^- \text{ 衰变,}$$

$$\rightarrow (Z+1, N-1, I; K'k')_f + \bar{\nu}_e \quad \text{束缚态 } \beta^- \text{ 衰变,}$$

$$\rightarrow (Z-1, N+1, I-1; K'k')_f + e^+ + \nu_e \quad \text{连续态 } \beta^+ \text{ 衰变,}$$

$$\rightarrow (Z-1, N+1, I; K'k')_f + \nu_e \quad \text{轨道电子俘获,}$$

$$(Z, N, I; Kk)_i + e^- \rightarrow (Z-1, N+1, I-1; K'k')_f + \nu_e \quad \text{连续态电子俘获}$$

和

$$(Z, N, I; Kk)_i + e^+ \rightarrow (Z+1, N-1, I+1; K'k')_f + \bar{\nu}_e \quad \text{连续态正电子俘获,}$$

式中括号外的下角标 i, f 分别表征初态和末态,括号中的 5 个变量依次是核中的质子数,中子数,原子的电离度(即质子数与束缚电子数之差),原子核和原子的量子态。前三种衰变是实验室中常见的弱相互作用过程(这里未列入非常稀少的双 β 衰变)。与实验室的情况相比,在天体物理环境中它们的相对概率发生程度不同的变化。连续态电子俘获和连续态正电子俘获只能发生在恒星内部。在高温和高密度的恒星物质中,发生连续态电子俘获的概率往往超过发生轨道电子俘获的概率。当自由电子进入简并状态后,这种情况更加突出。在高温($T \geq 10^9$ K)和低密度的恒星环境中,连续态正电子俘获可能成为重要的衰变过程。

束缚态 β^- (简称 β_b)衰变是与连续态 β^- (简称 β_c)衰变相伴随的一种特殊的弱相互作用两体衰变模式:衰变产生的电子不是被发射到连续态中,而是出现在子核原子因电离而空

出的束缚电子态上;同时发射一个携带着几乎全部衰变能的单能反中微子(子核的反冲能为 meV 量级);衰变前后原子的电离度保持不变。它是轨道电子俘获的时间反演过程。发生这种衰变的可能性是 Daudel 等在 1947 年预言的^[DA47],其后相继有人对中性^{[BA61],[CO51]},氘^{[BA61],[SH49],[BU83],[BA76]},中性^[BA76]和高度电离的重原子^{[BA61],[BA76],[CL69],[WI84],[CH87],[TA87a],[TA87b]}做了一系列理论计算。直到 1992 年才在重离子冷却储存环实验中第一次测量到这种衰变^[JU92]。

在一般的实验室条件下,母核原子是中性的, β^- 衰变产生的电子出现在子核原子未被填充的外层电子轨道上的相空间非常小, β_b 衰变的概率极低,通常被占支配地位的 β_c 衰变所掩盖。中子衰变为中性氢原子是最简单的 β_b 衰变事例, β_b 与 β_c 衰变概率之比的理论估计值为 4.2×10^{-6} ,其中衰变到氢原子激发态的贡献为 20%^[BA61]。中性 ^3H 原子和 $^3\text{H}^+$ 离子的 β_b 与各自 β_c 衰变概率之比的理论估计值分别达到 0.7% 和 1.0%^{[BA61],[BU83],[TA87b]}。与中性原子的情况相反,某些高电离态重原子的 β_b 衰变概率显著上升,完全电离甚至能导致个别稳定的重核发生 β_b 衰变。

二、 β_b 衰变的理论估计

1. 完全电离的情况^[TA87b]

在通常的计算中,中性原子的 β_c 衰变能 Q_n 等于母核原子和子核原子的静止能量之差。这种近似计算考虑了电子的静止能量,但忽略了衰变前后电子在原子中结合能的差异。 β_c 衰变导致子核原子的电离度上升,电离释放的电子结合能转化为子核原子静止能量的增高,使实际的衰变能低于 Q_n 。在母核原子完全电离的情况下,实际的 β_c 衰变能等于 Q_n 扣除子核原子和母核原子的总电子结合能之差 $B_n(Z+1) - B_n(Z)$ 。中性原子的总电子结合能 B_n 随 Z 增大而升高。原子序数越大,电离度越高,电子结合能的差异对能量关系和 β_b 与 β_c 衰变概率的影响越大。这种影响是相空间效应,与原子核弱相互作用的矩阵元无关。

向连续态发射电子的相空间强烈依赖于 Q_n 。对于中性原子,只要 $Q_n > 0$ 就可发生 β_c 衰变;对于裸核, Q_n 的一部分用来抵消 $B_n(Z+1) - B_n(Z)$,导致相空间缩小。当 Q_n 较小时裸核的 λ_c 明显小于 λ_n 。当 $Q_n < B_n(Z+1) - B_n(Z)$ 时,裸核的 β_c 衰变成为能量禁戒的。以 ^{187}Re 为例,其中性原子的总电子结合能比中性 ^{187}Os 原子的小 15.31 keV,而其 Q_n 只有 2.66 keV,后者小于前者,不可能发生 β_c 衰变。某些裸核通过 β_b 模式发生 β^- 衰变。

裸核 β_b 衰变的能量主要来自末态原子中产生的电子的结合能。例如,裸核 β_b 衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子的实际衰变能为

$$Q_{\beta_b}^k = B^k + Q_n - [B_n(Z+1) - B_n(Z)] , \quad (1)$$

式中 B^k 表示 K 壳层中一个电子的结合能,由

$$B^k = m_e c^2 \{1 - [1 - \alpha^2(Z+1)^2]^{1/2}\} , \quad (\alpha \text{ 为精细结构常数}) \quad (2)$$

给出。

按照(1)和(2)式,裸核 $^{187}\text{Re}^{75+}$ β_b 衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{187}\text{Os}^{75+}$

的基态衰变能 $Q_{\beta_b}^k \approx 85.79 + 2.66 - 15.31 = 73.14$ keV, 这在能量上使其有可能 β_b 衰变到 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 的 9.75 keV 第一激发态。

图 1 显示几种裸核的 λ_b/λ_c 随 Q_n 变化的计算结果^[TA87a]。可以看出, 当 Q_n 很小时 β^- 衰变概率完全取决于 β_b 衰变; 对相同的 Q_n , Z 越大该比值越高。

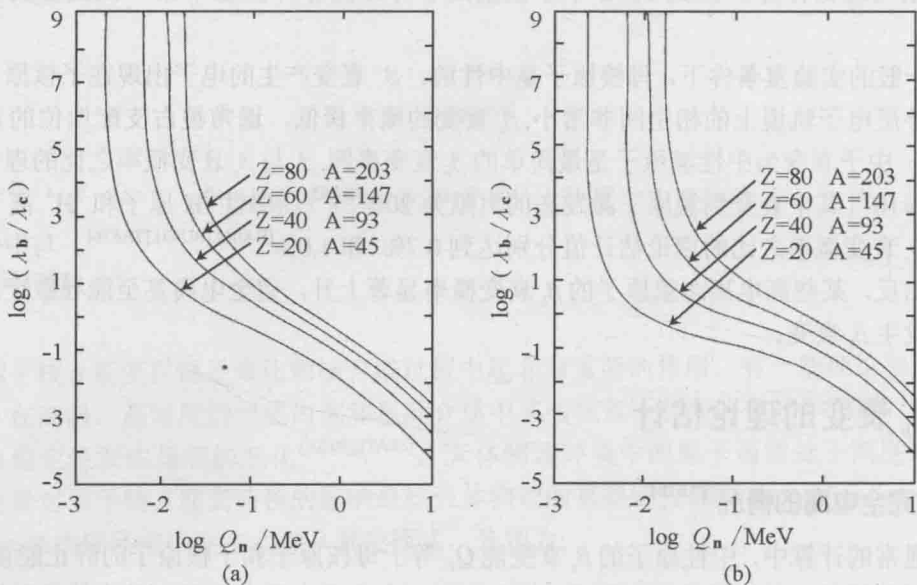
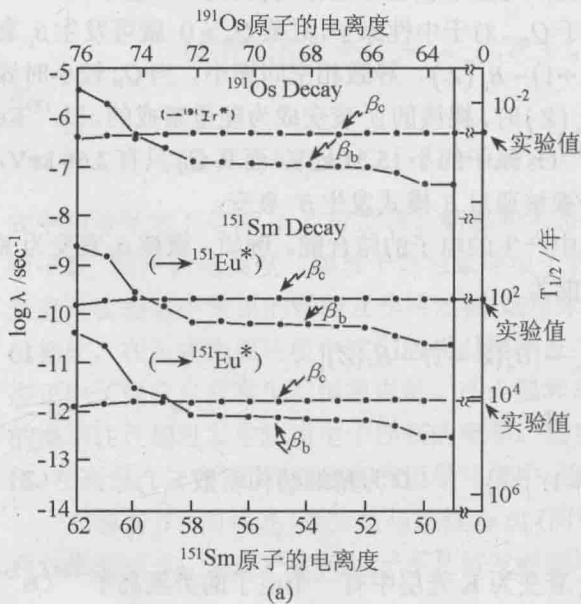


图 1 ^{45}Ca , ^{93}Zr , ^{147}Nd 和 ^{203}Hg 裸核的 λ_b/λ_c 随中性原子 β^- 衰变能 Q_n 的变化。(a) 容许和非唯一型一级禁戒跃迁。(b) 唯一型一级禁戒跃迁。同一核素的不同 Q_n 对应其子核的不同量子态

2. 部分电离的情况

图 2 显示了几种核素的 β 衰变概率作为原子电离度函数的理论计算结果^[TA87b]。 ^{151}Sm



和 ^{191}Os 的 λ_b 及 λ_c 随电离度的变化示于图 2(a)。对于这种 Q_n 相对较大的情况, 只有当电离度很高时 λ_b 才能超过 λ_c 。图 2(b) 显示高度电离导致在中性原子状态下稳定的核素 ^{163}Dy 和 ^{205}Tl 发生 β_b 衰变的情况。图 2(c) 是 Q_n 很小的 ^{187}Re 的结果, 显而易见, 当电离度超过 47 时 ^{187}Re 向 ^{187}Os 基态的 β_c 衰变(唯一型一级禁戒跃迁)是能量禁戒的。如果电离度超过 65, ^{187}Re 向 ^{187}Os 9.75 keV 第一激发态的 β_b 衰变(非唯一型一级禁戒跃迁)成为起决定性作用的过程。

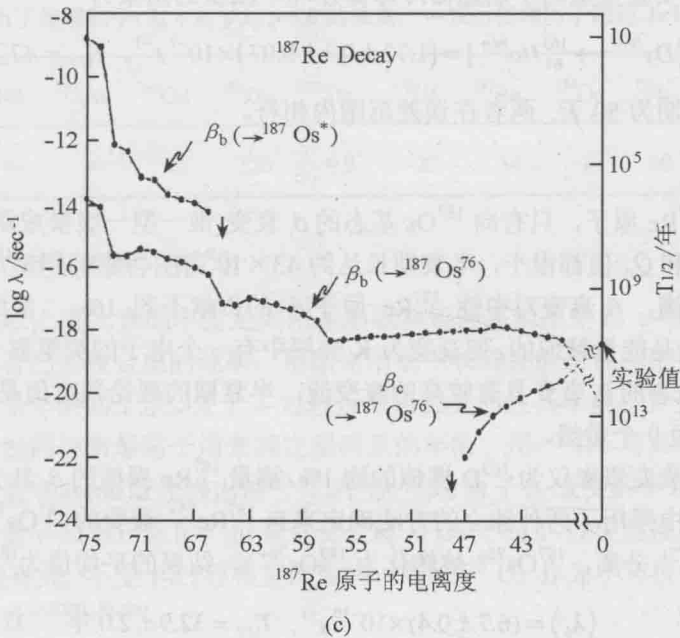
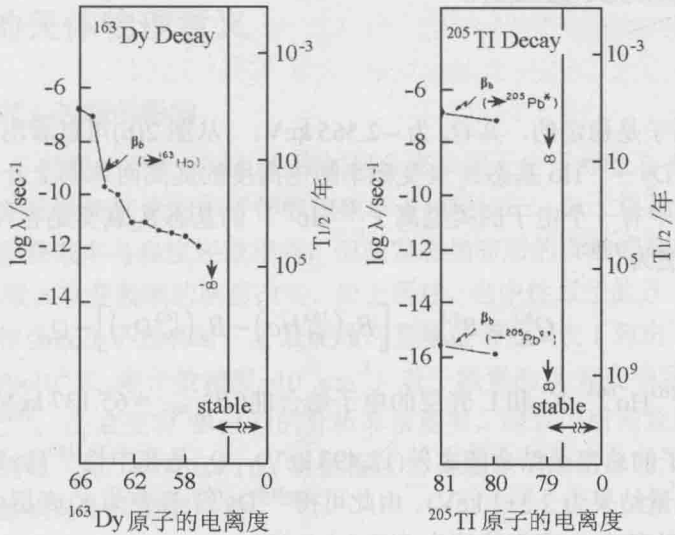


图 2 几种核素的 β 衰变概率随其原子电离度变化的理论估计。(a) ^{151}Sm 的非惟一型一级禁戒 β_b 及 β_c 跃迁和 ^{191}Os 的允许 β_b 及 β_c 跃迁, 子核分别为 ^{151}Eu 基态, ^{151}Eu 21.54 keV 激发态和 ^{191}Ir 171.38 keV 激发态。右侧纵坐标为相应的半衰期, 实验值对应中性原子。(b) ^{163}Dy 向 ^{163}Ho 基态的允许 β_b 跃迁, ^{205}Tl 向 ^{205}Pb 基态的惟一型一级禁戒 β_b 跃迁和向 ^{205}Pb 2.33 keV 激发态的非惟一型一级禁戒 β_b 跃迁。(c) ^{187}Re 向 ^{187}Os 基态的惟一型一级禁戒 β_b 及 β_c 跃迁和向 ^{187}Os 9.75 keV 激发态的非惟一型一级禁戒 β_b 跃迁

三、若干裸核的实验结果

1. ^{163}Dy

^{163}Dy 中性原子是稳定的, 其 Q_n 为 -2.565 keV 。从图 2(b)可以看出, 当 ^{163}Dy 的电离度超过 57 时, $^{163}\text{Dy} \rightarrow ^{163}\text{Ho}$ 基态 β_b 衰变概率随电离度的提高而急剧上升。裸核 $^{163}\text{Dy}^{66+}$ 衰变为 K 或 L 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{163}\text{Ho}^{66+}$ 的基态 β_b 衰变是容许 Gamow-Teller 跃迁, 其实际衰变能为^[JU92]

$$Q_{\beta_b}^{k,l} = B_{\text{Ho}^{66+}}^{k,l} - \left[B_n(^{163}\text{Ho}) - B_n(^{163}\text{Dy}) \right] - Q_{ec} \quad (3)$$

式中 $B_{\text{Ho}^{66+}}^{k,l}$ 表示 $^{163}\text{Ho}^{66+}$ K 和 L 壳层的电子结合能($B_{\text{Ho}^{66+}}^k = 65.137\text{ keV}$), 第二项为中性 ^{163}Ho 和 ^{163}Dy 原子的总电子结合能之差(12.493 keV), Q_{ec} 是在中性 ^{163}Ho 原子中轨道电子俘获的 Q 值(直接测量结果为 $2.3 \pm 1\text{ keV}$)。由此可得 $^{163}\text{Dy}^{66+}$ 衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{163}\text{Ho}^{66+}$ 的基态 β_b 衰变能约为 $50.3 \pm 1\text{ keV}$ 。

在德国 GSI 实验室重离子加速器冷却储存环中测量的结果为^[JU92]

$$\lambda_b[^{163}_{66}\text{Dy}^{66+} \rightarrow ^{163}_{67}\text{Ho}^{66+}] = (1.72 \pm 0.1 \pm 0.07) \times 10^{-7}\text{ s}^{-1}, \quad T_{1/2} = 47_{-4}^{+5}\text{ 天},$$

理论预言的半衰期为 50 天, 两者在误差范围内相符。

2. ^{187}Re

对于中性 ^{187}Re 原子, 只有向 ^{187}Os 基态的 β_c 衰变(惟一型一级禁戒跃迁)是能量上允许的。由于矩阵元和 Q_n 值都很小, 半衰期长达约 43×10^9 年。因为子核 $^{187}\text{Os}^{1+}$ 离子的内层电子轨道均被占满, β_b 衰变对中性 ^{187}Re 原子 β^- 的贡献不到 1%。前面已经阐明, 裸核 $^{187}\text{Re}^{75+}$ 的 β_c 衰变是能量禁戒的, 但衰变为 K 壳层中有一个电子的类氢离子 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 的基态和 9.75 keV 激发态的 β_b 衰变具有较高的衰变能, 半衰期的理论预言值是 14×10^9 年, 比中性 ^{187}Re 原子的短 9 个量级。

由于预期的衰变概率仅为 ^{163}D 裸核的约 1%, 测量 ^{187}Re 裸核的 β_b 衰变要困难得多。在冷却储存环实验中采用了两种独立的方法确定来自 $^{187}\text{Re}^{75+}$ 衰变的 $^{187}\text{Os}^{76+}$ 的数目(为了将 $^{187}\text{Os}^{75+}$ 与 $^{187}\text{Re}^{75+}$ 分离, $^{187}\text{Os}^{75+}$ 被转化为 $^{187}\text{Os}^{76+}$)。结果的平均值为^[B096]

$$\langle \lambda_b \rangle = (6.7 \pm 0.4) \times 10^{-10}\text{ s}^{-1}, \quad T_{1/2} = 32.9 \pm 2.0\text{ 年}$$

理论估计的半衰期与测量值在同一量级。因为向 L 壳层 β_b 衰变的相对概率极小, 测出的 λ_b 实际上等于向 K 壳层的 β_b 衰变概率。向 ^{187}Os 第一激发态的非惟一型一级禁戒跃迁对该衰变概率的贡献占支配地位, 向 ^{187}Os 基态跃迁的矩阵元甚小, 其贡献可以忽略。

3. ^{206}Tl 和 ^{207}Tl

^{206}Tl 和 ^{207}Tl 裸核的 β_b 衰变也是在上述冷却储存环装置中直接测到的^[OH00]。从该实验可确定 ^{206}Tl 和 ^{207}Tl 裸核 β_b 衰变的部分半衰期、 β_b 衰变的 Q 值以及束缚态和连续态电子波

函数的比值。具体的实验结果尚未发表。

四、 β_b 衰变的天体物理意义

1. β_b 衰变对 s-过程的影响

在核素图上 s-过程反应流演进的路线如何分支决定于中子俘获与 β 衰变之间的竞争, 发生分支处的分支比是该核素的中子俘获概率和 β (涉及 β^- 、电子俘获或 β^+) 衰变概率的函数^[KA89]。中子俘获概率与温度轻微相关, 但激发态热布居的贡献或高度电离的等离子体中的 β_b 衰变会导致 β 衰变概率的剧烈改变。如上所述, 当中性原子的 β^- 衰变能 Q_n 与 K 壳层的电子结合能相当或小于后者时, β_b 衰变效应是很显著的。表 1 列出了在典型的 s-过程环境条件下 ($T=3\times10^8$ K, 电子数密度= 10^{27}cm^{-3}) 若干核素的 β_b 衰变导致其 β^- 衰变概率倍增的理论估计^[TA87a]。 β_b 衰变对 s-过程的分析非常重要, 除表中所列效应显著的核素外, 还有一些核素, 例如 ^{79}Se , 即使它们 Q_n 明显超过 K 壳层电子的结合能, 其 β_b 衰变对恒星中 β 衰变概率的贡献也是不应被忽略的^[KA89]。

表 1 在典型的 s-过程环境条件下 β_b 衰变导致 β^- 衰变概率倍增的理论估计, 只列出了倍增因子 $(\lambda_b + \lambda_c)/\lambda_c > 5.0$ 的核素, ∞ 表示倍增因子超过 2×10^5

核素	^{106}Ru	^{150}Nd	^{157}Gd	^{160}Gd	^{163}Dy	^{171}Tm	^{179}Hf	^{187}Re	^{194}Os	^{193}Ir	^{195}Pt	^{205}Tl	^{210}Pb
因子	15	∞	∞	11	120	9.9	20	34	16	40	250	480	2000

2. ^{187}Re - ^{187}Os 宇宙核钟的校准

太阳系中铁以上重元素的丰度是太阳系形成前银河系恒星中的 s-和 r-中子俘获核合成过程的结果。若已知核合成的速率, 根据太阳系中长寿放射性同位素的丰度可以估计出我们所在银河系年龄的下限。处于 s-过程反应路径上而且其丰度不曾受到 r-过程贡献干扰的长寿放射性同位素最适于用来确定银河系的年龄。用 ^{187}Re 与其衰变子核丰度的比值作为宇宙核钟是 Clayton 最先提出的^[CL64]。中性 ^{187}Re 原子 β_c 衰变的半衰期长达 $\sim 43\times10^9$ 年, 虽然它本身是 r-过程产生的, 但其衰变子核 ^{187}Os 不是 r-过程直接产生的。由于相对丰度只与 s-过程有关, 不受 r-过程模型的影响, ^{187}Re - ^{187}Os 作为宇宙核钟比 ^{232}Th 和 ^{238}U 等有一定的优越性^{[AR99],[BO96]}。

利用太阳系 ^{187}Re 和 ^{187}Os 丰度的比值估计银河系星盘中核合成的年龄 (\leq 银河系年龄) 的下限, 首先要对该核钟本身进行校准。如果简单地认为 ^{187}Os 全部来自 ^{187}Re 的衰变, 而 ^{187}Re 又按其中性原子的半衰期衰变, 会得出 ^{187}Re 年龄超过宇宙年龄的错误结论。必须仔细分析银河系演化进程中恒星与星际介质间转移物质的多代大循环对 ^{187}Re 与 ^{187}Os 丰度比值随时间演变的影响, 进行下列因素的修正^{[AR99],[BO96]}: ① 已存在的 ^{187}Re 和 ^{187}Os 在新形成的下一代恒星的高温环境中被中子俘获过程转化为其他核素; ② s-中子俘获反应对产生 ^{187}Os 的贡献。在 s-过程中 ^{187}Os 与 ^{186}Os 成比例地产生, 但被热布居的 ^{187}Os 9.75 keV

激发态的中子俘获使其转化为 ^{188}Os 的效应需要修正;③从表1可见,在s-过程的环境条件下, ^{187}Re 基态向 ^{187}Os 9.75 keV 激发态的 β_0 衰变使其 β^- 衰变比地球上加快数十倍,必须考虑 ^{187}Re 在恒星内部滞留的时间。

近年来一系列关于 $1 \leq M \leq 50 M_\odot$ (M_\odot 表征太阳质量)恒星演化的模型系统地研究了上述各种效应,给出银河系年龄的上限为 18×10^9 年,下限为 11.5×10^9 年^[AR99]。由于化学演化模型中的参数仍存在不确定性,目前 ^{187}Re - ^{187}Os 核钟对缩窄银河系年龄范围的帮助还不是很大。伴随恒星及银河系演化模型的进一步完善和核物理输入数据及 ^{187}Re - ^{187}Os 丰度数据精度的提高,将来可望给出更可靠的结果。

五、宇宙线中放射性核素的 β 衰变

某些放射性核素的宇宙射线丰度可被用来估计宇宙线高能粒子的年龄,或更确切地说是宇宙线被约束在银河系的银盘星团和银晕星团中的时间。铁族的 ^{54}Mn 是其中具有特殊重要意义的一个核素。中性 ^{54}Mn 原子的 β 衰变模式是轨道电子俘获,半衰期为312天。由于与星际介质的相互作用,宇宙射线中 ^{54}Mn 原子的轨道电子被全部剥离。对于 ^{54}Mn 裸核,轨道电子俘获的衰变模式不复存在。理论上估计它可能通过二级禁戒的 β^- 和 β^+ 的混合模式以很长的半衰期分别衰变为 ^{54}Fe 和 ^{54}Cr 。在实验室条件下,这两种禁戒跃迁通常被与之竞争的允许跃迁—轨道电子俘获所掩盖,测量的难度很大,前几个实验只给出了其 β^- 或 β^+ 衰变部分半衰期的下限。Zaerpoor等^[ZA97]改进了实验方案,将一个放射性活度较高(34.8 微居里)的 ^{54}Mn 源放入LBNL的由92个BGO反康高纯锗探测器组成的球型阵列探测装置中,通过挑选正电子湮灭产生的反方向511-511 keV γ 射线的符合事件定出了 ^{54}Mn β^+ 衰变的分支比为 $(2.2 \pm 0.9) \times 10^{-7}\%$,相应的部分半衰期是 3.9×10^8 年。根据向相邻核基态 β^+ 和 β^- 衰变的系统学推断, ^{54}Mn β^- 衰变的分支比应为 $1.1 \times 10^{-4}\%$ 。由该实验及推论可知,宇宙线中 ^{54}Mn 裸核的半衰期约为 7.6×10^5 年。根据这一半衰期数据和宇宙线中 ^{54}Mn 的丰度可估计出铁族宇宙线核在银盘星团和银晕星团中的约束时间是 1×10^7 年左右。 ^{54}Mn 发生 β^- 和 β^+ 衰变是其宇宙射线丰度比 ^{53}Mn 和 ^{55}Mn 的低得多的原因。

^{26}Al 中性原子的半衰期为 7.2×10^5 年;宇宙线中 ^{26}Al 裸核的半衰期则增为 8.7×10^5 年^[AR99]。 ^{44}Ti 是 γ -射线天文学特别感兴趣的一个核素,其中性原子的半衰期约为60年。由于年轻超新星抛射到星际介质中的 ^{44}Ti 处于高度电离状态,其半衰期也将变长^[AR99],目前还没有实验数据。当根据这些核素的宇宙线丰度估计宇宙线高能粒子的年龄时,应该考虑裸核与中性原子半衰期的差别,否则将带来很大的偏差。

六、结束语

高电离态原子的 β 衰变特性是原子核弱相互作用过程与原子过程相互渗透和交叉的结果。在天体物理环境中这种相互渗透和交叉体现得十分明显。为了揭示天体中的核过程,只研究纯粹核物理的规律是不够的,不可避免地要探讨物理环境对它的影响。

参 考 文 献

- 1 AR99 Arnould M, Takahashi K. Nuclear Astrophysics. Rep Prog Phys, 1999, 62: 395~464
- 2 BA61 Bahcall J N. Theory of Bound-State Beta Decay. Phys Rev, 1961, 124: 495~499
- 3 BA76 Баткин И С К. В о п р о с у о β -Р а с п а д е в С в я з а н н ы е С о с т о я н и я. Изв Акад Наук СССР (Сер Физ) 1976, 40: 1279~1280
- 4 BO96 Bosch F, Faestermann T, Friesen J, *et al.* Observation of Bound-State β^- Decay of Fully Ionized ^{187}Re : ^{187}Re - ^{187}Os Cosmochronometry. Phys Rev Lett, 1996, 77: 5190~5193
- 5 BU83 Budick B. Atomic Effects on the Tritium $t_{1/2}$ Value. Phys Rev Lett, 1983, 51: 1034-1037~366
- 6 CH87 Chen Z, Rosenberg L, Spruch L. Hartree-Fock Calculations of the Ratio of Bound-State to Continuum β Decay of ^{187}Re , the Chronometric Partner of ^{187}Os . Phys Rev, 1987, A35: 1981~1990
- 7 CL64 Clayton D D. Cosmoradiogenic Chronologies of Nucleosynthesis. Astrophys J, 1964, 139: 637~663
- 8 CL69 Clayton D D. Isotopic Composition of Cosmic Importance. Nature(London), 1969, 224: 56~57
- 9 CO51 Cohen S G. The Decay of Neutrons into Neutral Hydrogen Atoms. Phys Rev, 1951, 84: 591~591
- 10 DA47 Daudel R, Jean M, Lecoine M. Sur la Possibilité D'Existence d'un Type Particulier de Radioactivité Phénomène de Création e^- . J Phys Radium, 1947, 8: 238~243
- 11 JU92 Jung M, Bosch F, Beckert K, *et al.* First Observation of Bound-State β^- Decay. Phys Rev Lett, 1992, 69: 2164~2167
- 12 KA89 Käppeler F, Beer H, Wisshak K. s-Process Nucleosynthesis-Nuclear Physics and the Classical Model. Rep Prog Phys, 1989, 52: 945~1013
- 13 OH00 Ohtsubo T, Bosch F, Geissel H, *et al.*, Direct Observation of Bound Beta Decay of Bare $^{206,207}\text{Tl}$ at FRS-ESR. GSI SCIENTIFIC REPORT, 2000, 15
- 14 SH49 Sherk P M. Bound Electron Creation in the Decay of Tritium. Phys Rev, 1949, 75: 789~791
- 15 TA83 Takahashi K, Yokoi K. Nuclear β -Decays of Highly Ionized Heavy Atoms in Stellar Interiors. Nucl Phys, 1983, A404: 578~598
- 16 TA87a Takahashi K, Yokoi K. Beta-Decay Rates of Highly Ionized Heavy Atoms in Stellar Interiors. At Data and Nucl Data Tables, 1987, 36: 375~409
- 17 TA87b Takahashi K, Boyd R N, Mathews G J, *et al.* Bound-State Beta Decay of Highly Ionized Atoms. Phys Rev, 1987, C36: 1522~1528

- 18 WI84 Williams R D, Fowler W A, Koonin S E. Bound-State Decay of Rhenium. *Astrophys J*, 1984, 281: 363~366
- 19 ZA97 Zaeepoor K, Chan Y D, DiGregorio D E, *et al.* Galactic Confinement Time of Iron-Group Cosmic Rays Derived from the ^{54}Mn Chronometer. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 4306~4309

数风流人物，还看今朝

——贺陆埏 70 华诞为天体物理会议写

罗辽复

1958 和 1959 年陆埏和我先后离开北京，分别到东北和内蒙古工作。从 1960 年开始，我们通过通讯合作科研。到 1981 年 7 月，两人间往返信件 2800 封。如果包括和杨国琛等的三人间通讯，总数还多许多。这段时间我们讨论的主要是基本粒子理论问题，后期(1976 年后)也涉及一些高能天体物理问题。作为北大 1953 年级的学生，我们入学前就对物理学有着特殊的爱好，入学后又受到良好的基础课教育，更加强了对这门科学的执著感情。但是，那时的研究生教育还刚刚起步。同年级的同学一百多人中几乎没有一个研究生。所以大学毕业后，只能靠自己独立的摸索去探寻科学研究的前沿动向和发现从事科学研究的道路。文革十年动乱所造成的闭塞更加深了走这条路的困难。在和陆埏共同工作的日子里，作为科学队伍中的游击小分队，我们左冲右突，逐步形成了对选题的一些共同看法。在 1973 年的通讯中我们总结了选题的几条标准：

第一 理论前提（包括所依据的理论方法和实验数据）可靠；

第二 课题具有基本意义；

第三 估计会有本质上新的物理结果；

第四 近期（在可预见到的将来）实验联系得起来；

第五 适合于我们的工作条件，并能充分发挥我们的特长和有利条件。

这些标准主要是总结我们自己在前一段基本粒子理论研究方面的经验，但后来也对陆埏和我选择进一步的研究方向和课题产生了重要的影响。

1980 年代后我们的研究方向分别做了一个大转弯。陆埏成功地转到了天体物理，而我则转向了理论生物学。因为那时，做粒子理论的困难已经显示出来。由于高能实验的周期愈来愈长，实验资料的积累愈来愈困难，理论的推测成分也就愈来愈多。正巧听到杨振宁的一句话，“Party is over”。意思是说，基本粒子理论研究的“宴会”已经结束。他还提醒国人注意卡文迪士实验室的经验。我们读了 Dyson 在 Physics Today (1970) 上的一篇题为《物理学的未来》的文章。文中回忆道，1938 年，Rutherford 去世一年后，Bragg 接替卡文迪士实验室主任。这时高能物理的领先地位已转移到伯克利去，使人们大为吃惊的是 Bragg

无意于重建。他坐在卡文迪士自己的办公室里颇为自得地说：“我们已成功地教会了全世界如何搞核物理，现在我们来教他们干些别的事情吧”。Bragg 乐于支持的是伙伴人，他们搞的那些东西在搞高能的一伙人看来很难叫做物理学的。有个叫 Ryle 的，他刚打完仗从军队里复员，带回一车乱七八糟的无线电零件，想用这堆破烂在太空中寻找射电源。另一个是 Perutz，他已花费 10 年时间用 X 射线分析血红蛋白分子结构，并颇为轻快地说，再有 15 年他就要搞出来了。还有个疯子叫 Crick，他似乎对物理学一概丧失了兴趣。于是 Dyson 说：“我像大多数搞理论的朋友们一样，感到在这里跟着这帮小丑是什么也学不到的。我决定到美国去，找个真正搞物理学的地方”。但是 7 年后，当 Bragg 从卡文迪士退休，这时候谁都可以清楚地看到，当年 Bragg 说他要教世界干些别的事情的时候，他并不是在吹牛皮说大话，他给卡文迪士留下了一个热火朝天的研究中心，在两个领域内居于世界最前列，这就是射电天文学和分子生物学。Bragg 受命于危难，如何把事情搞得那么好呢？“我以为他之所以能搞好是遵循了以下三条：① 不试图恢复过去的荣誉；② 不赶时髦；③ 不怕理论家的轻蔑”。Dyson 的这篇文章给我们以极大的震撼，我们决心改行。

20 年后的今天，我们在这个聚会上高兴地看到，陆埏所领导的高能天体物理小组已经做出了出色的工作，在 γ 暴和奇异星等方面发表了一批国际上先驱性的研究成果，并获得了广泛引用。看看下面这个数字吧。这几年在他指导下毕业了 8 名博士生，其中 1 人主持了 LAMOST 重大项目(任常务副总经理)；1 人任国家天文台副台长；1 人获中国青年科学家奖；1 人获全国优秀博士学位论文奖；2 人得到国家杰出青年科学基金(俗称总理基金)；3 人属于中科院百人计划；4 人列入中科院创新工程(3 人是首席研究员)；5 人为博士生导师；6 人得到“973”计划资助 3 人被选入中国天文学会理事(其中 1 人为副理事长)；几乎每人都主持了国家自然科学基金项目；等等。一支年轻的天体物理学队伍已经成长起来。

“你常常惊奇地看到，年轻人是如何快速地成长，并且发现他们能做成年人不能完全理解的事情。”这是 H. Bethe 为 Schweber 的“相对性量子场论引论”(1961)所作序言中的第一句话。而当 Bethe 在六年前写那本著名的“介子和场”(1955)时，Schweber 还是一个十几岁的娃娃。当看到在座的一批青年天体物理学家时，我有类似的感受，因为 20 年前，我曾在这个领域当过两年“票友”。

“我非常欣赏玻尔培养学生的作风。大家知道，玻尔曾经培养了十多位诺贝尔奖获得者，许多大物理学家也多以成为玻尔的学生而自傲。据说，有一次玻尔访问苏联，在他做完学术报告后，有人问，为什么年轻人都喜欢跟随他学。他回答说，因为他不怕在年轻人面前承认自己是傻瓜。当时翻译竟将它译成为不怕说年轻人是傻瓜，弄得轰堂大笑。据说卡皮查(P.L. Kapitza，也是一位诺贝尔奖获得者)当场站起来说：看起来似乎是一字之差，其实反映了两个学派(按：指玻尔学派和兰道学派)的根本思想的不同。这个传闻很说明玻尔与他的学生之间的极好关系。”这是陆埏在“谈谈研究生的培养”一文中的一段话。这段话也描画出了陆埏在年轻学者和同辈人中的人格魅力之所在。

陆埏是如何把事情做好的呢？我认为这个小组在科学研究中的成功，第一是因为方向和课题选得好，选得准；第二是因为在理论方法上紧扣住交叉科学的特点，以问题为中心进行研究，并且充分利用网络，反应迅速；第三是导师和学生频繁讨论，充分发挥学生的主动性和积极性，点燃了青年人的创造之火焰。

这个小组有两个明显的特征：第一，青、中、老结合；第二，“打出去”（打出国门）和扎根本土（研究生毕业后都在国内工作）相结合。我认为这是两条重要经验。科学无国界，而科学家有祖国；市场是国际性的，而产品品牌则有国别。人们都知道，犹太人很团结，一人有点结果，众人相互引用，造出轰动局面。相比之下，有些中国人却“羞于”引用同胞的成果，这是如何的不相称。

1998年7月张衡天体物理研讨会在呼和浩特召开，作为东道主，我有幸参加这个盛会。会上陆琰统计了与会人员的年龄分布，提出了我国科学家年龄结构的两峰夹一谷现象，第二峰可以称为邓峰，因为它和邓小平复出有关。于是我即兴写了四句话：

学习邓小平，再干二十年，创造七十载，扎根中华国。

青、中、老结合，适合中国国情，也提供了更多的创造机会。众所周知，Bardeen, Cooper 和 Schrieffer 老、中、青相结合，奏响了一曲超导之歌，获得了诺贝尔奖。

我们知道，Chandrasekhar 曾经为白矮星规定了一个质量限，但很少有人知道，他还为科学家的年龄规定了一个限度。在比较了艺术家和科学家的年龄特征后，Chandrasekhar 写道：“1817年，贝多芬47岁时，当一个较长的几乎没有写出什么作品的沉思时期快结束时，他对Potter说出了肺腑之言：‘现在，我知道如何创作了’。但是我不相信任何科学家过了40岁才说：‘我现在知道如何研究了’……随着科学家的成长和成熟，他的无能也就愈明显”。在同一篇文章中他还引用T. Huxley的话：“科学家过了60岁害多益少”。Rayleigh的儿子问他父亲：“您对这句话有什么看法？”Rayleigh答道：“如果这位年过60岁的科学家喜欢对青年人的成就指手画脚，那很可能害多益少。但是，如果你只做你所理解的事，那情况就可能不相同了”，那时Rayleigh年67岁。事实上，Rayleigh在他50年科学生涯中，以特有的方式——完善某一课题，使之具有连贯性和明确性——做出贡献。J.J. 汤姆逊评论Rayleigh时说，“他的446篇论文中，没有一篇是无足轻重的……几乎找不到一篇因为时代的进步而需要进行修正。”

这些话给我们这些老年人以警示和鼓舞，我们应该也可以超越Chandrasekhar限。孔夫子说“七十而从心所欲，不逾矩”，对此我愿做一新解：

“无求而大求，无为而大为，自我完善，自得其乐”。

正如黑格尔所说，老人才能读懂历史。既然历史不能完全真实。如何能期望自己在这个不太真实的历史中真实地存在于其中呢？

目前，国内学术界有一种急于求成的浮躁心理，片面追求SCI论文数量，追求影响力因子。在这种气氛笼罩下，冷静地思索一下科学研究的动机是有益的。因发现W和Z粒子而获诺贝尔奖的鲁比亚说：“我们从本质说，并非被成功所驱使，而是一种激情，也就是对更充分地认识真理，拥有更多真理的渴望。”爱因斯坦也说过，“让我们每一个人在来辛的名言中得到鼓舞，真理的追求比真理的占有更可贵。”杨振宁在最近一次报告中总结道：“自然界现象的结构，是非常之美、非常之妙，而物理学这些年的研究，使得我们对于这个美有一个认识。”艺术的每一步都伴随着欢快，没有欢快就没有艺术。对规律的认识也伴有欢快的情绪。一些科学史家认为，这种对欢快欲望的追求是推动科学理论前进的动力。美是真理的光辉，“科学家的动机从一开始就显示出一种美学的冲动。”

最后，在这个为朋友祝寿的会上，我愿把一本小书序言上的几句话再次献上，因为陆垓很喜欢它们：

“生命是作为一种基因的装置而存在的。对人来说，除了生物基因外，还有另一种酷似基因可复制可传播并进化着的东西，这就是文化基因。我们可以遗留给后代的东西只有两种，基因和文化基因。柏拉图在“饮宴篇”中论证了这样一条哲理：“一切有死之物都希望通过生育繁衍这个惟一可能的方式达到永生。这种以繁衍的方式达到永生的欲望是动人的。”我们每一个人为传播文化基因而做的种种努力，也是美丽动人的。

路

献给当代天体物理及相关物理前沿研讨会
——在贺陆埏教授 70 华诞宴会上的发言

周 精 玉

我在这里向发起、筹备和组织这次大会的每一位同志表示感谢，感谢你们对陆埏的关心与厚爱，感谢你们就陆埏工作过的高能天体物理及相关物理前沿领域组织研讨会，同时庆祝他的 70 华诞。有一百多人参加了这次会议，真是一次盛会。感谢支持和指导这次会议的南京大学各级领导；感谢各单位的教师和朋友；感谢来自四面八方的各位嘉宾。有的刚刚给学生上完课便赶来参加，然后再赶回去上下面的课。感谢你们在百忙之中抽出极其宝贵的时间和精力，不远千里，甚至不远万里，来到南京，参加这个大会，交流科学研究成果。这是你们对科学事业的热爱，也是对陆埏的深情厚爱。特别是 88 岁高龄的何泽慧院士还乘火车提前赶到，使我特别感动。这充分说明老一辈科学家对科学事业的重视，对后辈成长的热情关爱；同时也说明年轻科学家对科学事业的执著和热爱。这次盛会真可用王羲之在《兰亭集序》中的一句话来描写：“群贤毕至，少长咸集”。

从大会上的报告来看，我国的天文与物理的交叉学科正在蓬勃发展，我国的科学事业真是一片兴旺景象。但在这里，我想也对我们的艰苦历程做一点回顾。

70 华诞，在这 70 年的岁月中，陆埏既经历过雪封冰锁的寒冬，也经历过暴风骤雨的炎夏，当然也有春华秋实的季节。在这个市场经济占主导地位的今天，惟有用金钱买不到，用权力取不到的就是那师生之间、同事之间、朋友之间纯真而诚朴的友谊。这种友谊在不同的国家、不同的种族、不同的社会以不同的形式表现出来。这种友谊是推动人类文明进步和促使社会向前发展的动力。这种友谊源远流长，颠扑不破，永存人间。陆埏为什么比他的同班同学要大几岁？因为他从小体弱多病，加之在日寇侵略之下，颠沛流离，不得安宁。有一次，在逃难的船上，日寇的一颗流弹正好落在他的床上，幸好那时他不在床上，逃过了一劫。在艰苦的逃难生活中，他经常生病，得过猩红热、肺结核等，因而也就经常休学。仅小学，他就断断续续地上过四所。1952 年他高中毕业，在苏州参加了全国高校统一招生考试。那时，高考录取是在全国各大报纸上公布发表的。由于他自觉考得不错，发榜那天，他就按所填报的志愿，依序一一查找，却找不到自己的名字，只得再从从头找起，结果发现在报纸的最末尾，他被录取在北京俄语专修学校二部。几天后，收到了正式的录取通知单，才知道被录取在留苏预备班。当年 10 月，兴冲冲乘火车赶往北京上学，只读了

两个月，却因为体检发现有肺结核的陈旧病灶而回家休学一年。其实，只是陈旧病灶，在一般学校就读是没有问题的，但当时对留学要求很严，因而又延误了一年。次年夏天，国家高等教育部通知他免考被录取在他的第一志愿——北京大学物理系。这四年，国家比较安定，在北京大学这样优越的学术气氛中，他如饥似渴地努力学习，获益匪浅。为他以后的科研和教学奠定了坚实的基础。

1957年他从北京大学毕业，被分配到中国科学院原子能研究所(即现在高能物理研究所的前身)。那时正值反右运动，新分配到原子能所的毕业生全部开赴北京郊区农村劳动锻炼，参加兴修水利的挖土、挑土。1958年，陆埏被调去哈尔滨军事工程学院担任基础课教师。1961年8月他所在的6系迁往长春市单独建立一所防化学院，他便随着来到长春防化学院第8教研室任教。他对教学工作非常努力。曾经有一次全院举行教学经验交流大会，他在大会上介绍过他的“实瓶子”教学经验。那时有一种教学思想，说是应教给学生“空瓶子”，使学生自己可以去装许多东西。他认为应该教给学生“实瓶子”，意思是说，尽量通过实际例子来说明抽象的概念，这比直接讲抽象概念更能使学生理解和掌握住概念。掌握了“实瓶子”学生同样可以用来换装别的许多东西。这种教法使学生理解概念更加具体、扎实、清晰，应用起来更加顺手。通过很实在的教学，效果很好。他的工作受到了表扬，并有喜报送到南京老家。同时，他与学生一直保持着极好的、朋友式的关系，这种精神一直保持到今天。除了教学以外，他还与他的老同学罗辽复、杨国琛保持着业余科研的密切的通信合作。多年来，他们之间往返信件多达几千封，这使当时送信的邮递员都感到惊奇。

我是1961年9月从武汉大学化学系毕业分配到防化学院化学教研室任教的。原来我们虽然在同一个学院工作，也只是听说过名字，彼此之间并不相识。在1963年的夏天，在长春市应用化学研究所召开“全国物质结构学术会议”，陆埏和我都去参加了这个会议。这是我们第一次见面。由相识、相知到相爱，我们相互交换的礼物仅是在杂志上发表过的论文抽印本。因为我们有共同的语言和共同的理想，促使我们走到一起并结为终身伴侣。我们是在1966年，在“文化大革命”之前结婚的。我的母亲曾经教导过我说：成家是夫人，败家也是夫人，大到一个国家，小到一个家庭，均是如此。我一直记着这一点。我的母亲是湖南省一所有名的女子师范学校毕业的。她还教导我：既要与打洋伞的人交朋友，也要与戴斗笠的人交朋友。

1966年，我们结婚后不久，便开始了始无前例的“文化大革命”。政治上动乱纷争。陆埏被打成资产阶级反动学术权威，说他身为军人，穿着便衣，到处参加学术会议，作学术报告，发表学术论文；还说在他的办公桌上为何只有一张爱因斯坦的照片和一张周总理的照片等。更由于我曾经与带过我大学毕业论文的著名科学家曾昭掄教授通过20多封信，还与他联名发表过学术论文，便说我是资产阶级与无产阶级争夺的“对象”，说我已被资产阶级反动学术权威争夺过去了。因此，也挨批判。我们从此踏上了荆棘丛生的坎坷人生道路，崎岖逶迤不易行。

时间会使往事尘封，时间会使记忆忘却，然而，风风雨雨的流年碎影，如今仍然历历在目，记忆犹新。长春的十月已经是大雪纷飞的季节，沧桑无语，岁月留痕。陆埏每天凌晨3点钟就得起床去锅炉房烧暖气，保证在凌晨5点钟以前把暖气供给每一栋宿舍楼。如此持续了好几个月。我们的第一个儿子就是在批斗声和大字报比比皆是的动乱环境中来到

人间的。

栉风沐雨的岁月，事随日变。后来，又要陆琰去养马。他一点养马的经验都没有，万一马瘦了，生病了，怎么办？在焦急和万般无奈之下，我去请求一位军事教研室的教员帮忙，设法给陆琰换一个工作。几天后，陆琰被调去木工厂上班。从此，他便开始了拜师学艺的几个月的木工生涯。人生的坎坷沉浮，世态炎凉，百味俱全。一直到1969年3月下旬，我们的第二个儿子出生了。

星移斗转，时光荏苒。1969年8月我们复原到南京电讯仪器厂。他在技术情报室工作。我在车间从事频率计的单板调试和整机调试工作。1972年底，这时，我们的女儿也来到这个世界上。此时，陆琰创办了一个不定期刊物，叫《电子技术与数字化》。当时，全国几乎所有刊物均处于停刊状态，这个在南京电讯仪器厂办起来的刊物很快发行到了全国各地，还真颇受欢迎。这期间，他与罗辽复仍继续着业余科研的通信合作。由于见不到科技刊物，科研的困难是可想而知的。1974年底，在《人民日报》上见到丁肇中发现J粒子的消息，在《参考消息》上报导的J粒子的极有限的几个数据的启发下，他和罗辽复还真写出了一篇关于刚发现的J粒子的论文，发表在复刊不久的1974年的《物理学报》上。那时，我在厂里忙着给工大的学生讲授“高等数学”和“普通物理”课。

人事有代谢，往来成古今。1976年，随着“四人帮”的倒台，“文化大革命”——这场全国性的十年浩劫，终于宣告结束。从此，开云见日，人间换新天。1978年，国家全面进入改革、开放的新时期。在这欣欣向荣的时期，他和罗辽复合作的科研项目再一次得到肯定，他们两人都出席了全国科学大会，并得了奖。同时，他当选为第五届全国人大代表，以后还连续当选为第六、第七届全国人大代表。随着国家知识分子政策的落实，1978年，我们被调进南京大学，他在天文系任教，我在化学系任教。真是“雄关漫道真如铁，而今迈步从头越”，我们又开始重操旧业，回到教学和科研的岗位上来。无论是科研，还是教学，他都严格要求，真是夜以继日，废寝忘食。1981年陆琰晋升为教授。1982年起，他开始招收研究生，并带领他们从事科研，向世界科学前沿冲刺。1984年1月国务院批准陆琰为博士生导师。他与学生的关系既是师生、又是朋友、又是合作者，关系非常融洽、友好。20多年来，在科教兴国的精神鼓舞下，他们在科研和教学上都干得很欢，非常投入，也取得了不少成果，仅8年来就获得了2项教育部科技1等奖和1项国家自然科学2等奖。几十年来总共发表学术论文240余篇，出著作4本。这些都是他数十年如一日，辛勤劳动的结晶。

在这段大好时光中，却也遇到了一些不应有的不公正的待遇。但陆琰总是把不高兴的事当作动力，把劲使到工作上去。的确，在社会这个大舞台中，每一个人既是观众又是演员，各种人表演着各自的角色。而陆琰总是表演着一个思接千载，视通万里的苦力劳动者。他对科学着了迷，书中乾坤大，笔下天地宽，总到科学事业中去找乐趣。数十年来，我们风雨同舟，患难与共。自1980年以来，陆琰出国访问了美国、加拿大、德国、意大利、日本、印度、澳大利亚等不少国家，参加各种国际会议，与世界各国科学家交流、讨论。的确，他有一个海纳百川的胸怀，对待那些人为的不公平，不合理的事情，能置之度外。为了科研和教学，不管付出多大的努力，他总是一直往前走，世界上的路都是人走出来的。走过了怪石嶙峋的悬崖峭壁，总会有平坦的茫茫绿野。走过了阴沉荒凉的飞砂大漠，总会有阳光灿烂林间照，清泉淙淙石上流。他常说起小时候在老家常熟读初级中学时，那位中

学校长陈旭轮先生在每周晨会上总要讲的一首诗：“男儿立志出乡关，事不成名誓不还。埋骨何须桑梓地，人生到处是青山。”这对我也很有教育意义。他永远是我的精神支柱。年华磨砺着他，也磨砺着我。有一次，我们的女儿还特意从上海买来一张字画，上面写着“宝剑锋从磨砺出，梅花香自苦寒来。”她真理解我们的心情。

崇山峻岭本无路，踏出青山路迢迢。当冬天久旱无水时，必有一夜春雨到，山间百条溪。千条溪，万条溪，通通汇流到大海。海能存水，所以大；山能存土石，所以高。陆垓能忍不平之事，乐在科学的大海之中，喜在科学的山石之颠。从今天大会的盛况来看，大家都理解他，我们感到莫大的欣慰，也由衷地表示深深的感谢。最后，让我用我们的老邻居说的一句话来作为结束语：周老师，你有陆垓老师那么好一个丈夫，一生足矣！

谢谢。

自述

陆 埏

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

我出生于 1932 年 2 月 23 日(农历正月十八),于江苏省常熟县(今常熟市)南门外东市河。父亲陆增祥因病只读到高中,未能上大学,因而一心要我读到大学。我从小也就只想着读书。然而,我的童年,因国家受日本侵略,生活颇不安定,加之瘦弱多病,小学就断断续续读了上海普育小学、常熟义庄弄小学、大田岸小学和米业小学等四所学校。在米业小学读书期间,我国抗战胜利,曾盼望能过安定日子。1946 年考上常熟县立初级中学。这段时间,物价飞涨,民不聊生,生活依然极不安定。初中毕业时,常熟得到解放。因为我父亲已在苏州东吴大学教务处任职,随着我考上东吴大学附中,全家也就一起迁往苏州。中学课程其实相当重要。印象深刻的第一门课程是初中的平面几何,曾惊叹其如此严密的逻辑体系,对我今后学习自然科学是非常重要的。中学的语文、外语和数理化课程,对我的打基础和培养兴趣确实起了很好的作用。那时,我曾读了一些从旧书摊上买来的英文小说,也曾暗暗地定下了将来要在物理方面发展。

1952 年高中毕业后就参加了全国高校统一招生考试。当时填报的第一志愿是物理(北京大学、复旦大学等),第二志愿是数学(北京大学、复旦大学等),第三志愿是天文(南京大学)。发榜那一天在各大报纸上公布录取名单。因为自觉考得不错,就按填报志愿逐一查找,竟没有找到,只得再从头找起。结果,在整版报纸的最下角才发现被录取在北京俄语专修学校二部。几天后收到录取通知单,方知是留苏预备班。读两个月后因病休学一年。次年,被高等教育部免试选送北京大学物理系。

大学求学的四年是安定的,受到的教益是难忘的。教我们力学、热学、分子物理和电磁学的黄昆先生是一位理论物理学家,但他的讲课却非常重视实验,讲解图像和概念,生动、清晰、明白。教我们光学、核物理实验方法和 β 、 γ 能谱学的虞福春先生是一位实验物理学家,但他的讲课却非常重视理论,推导严谨,层次分明,逻辑性强。这两个方面均对我留下了深刻的印象。王竹溪先生教我们热力学和统计物理,并指导我课外阅读,使我有机会较早地阅读一些物理学大师们的原著。给我印象最深的是爱因斯坦 1905 年那篇只有 3 页的关于质量—能量关系的短文。爱因斯坦抓住了最基本的原理,用非常清晰的物理直觉,如此简洁明了、令人信服地导出了头等重要的结论,为人们指出了无穷无尽能源之所在!北京大学师资力量非常强,学术氛围非常好,经常有国内外大师来校做学术讲演。受到这种氛围的熏陶,深深感到自己将来工作的责任。

在大学4年级的时候,1957年春,国际物理学界出现了一件轰动性的大事,李政道(T.D. Lee)、杨振宁(C.N. Yang)提出的弱作用中宇称不守恒的理论首次被吴健雄(C.S. Wu)等人的实验所证实。随后又接二连三地被世界各地许多实验证实。这件事情,导致杨振宁和李政道当年冬就获得了诺贝尔物理奖,给我留下了极为深刻的印象。

差不多在同一时期,中国政治上出现了反右运动。在此形势下,我们因工作需要而提前毕业分配到中国科学院原子能研究所后,却随即全体开赴北京郊区温泉农村劳动锻炼。次年(1958)夏,调往哈尔滨军事工程学院担任基础课教学。1961年,我所在系迁往长春扩建成为防化学院,继续担任基础课教学。1969年,随着部队学院的大批复员,我转到南京电讯仪器厂从事时间与频率测量方面的工作。直到1978年调入南京大学天文系,才又恢复了安定的大学教学和科研生涯。

从1957~1978年,经历了工作性质多变和10年动乱,这是一段并不平静也是相当艰难的岁月。虽然工作多变,但我总是本着这样的精神:认真作好本职工作,同时又坚持作为业余爱好的科研。在部队学院11年,我主要是认真地从事基础课的本科教学,并多次获得表扬和奖励。当时有一种教学方法称之为“空瓶子”方法,主张教给学生空瓶子,使学生将来可以装很多新东西。我却主张“实瓶子”教学,通过实例来说明原理,简洁、明了、形象,教学效果相当好。有了实瓶子,并不妨碍应用,实瓶子同样可以换装新东西,而且往往既具体又好用。我与学生一直保持着极好的、平等的友谊。在南京电讯仪器厂也工作了8年多。虽然与所学专业没有太多关系,还是作了几件有益的事,比如首次将国外的阿仑方差引入国内,参与了电子工业部的部颁频率标准的制定;首次建议将国外的计算技术引入国内仪器等。

我的业余科研始于1961年,起初研究了刚发现不久的穆斯堡尔效应。1962年起与北大的老同学(内蒙古大学的罗辽复和河北工业大学的杨国琛)合作研究理论粒子物理。这是一段相当艰难的时期。远程合作,当时只能通过邮政通信,效率低;能看到的国外资料只有通过影印,至少要迟一年以上,信息不灵;得到的通常不是表扬,而是被批评为“只专不红”或“白专道路”。但是,我们还是坚持了业余的,而且是自费的科研。即使在“文化大革命”期间,我与罗辽复仍坚持合作,通信达2000余封。当时,论文不允许送到国际刊物上发表,只能发表在国内刊物,国际交流十分困难。1968年,我们在研究夸克相互作用时,曾得到了重子与介子之间的几个质量关系。那时全国所有学术期刊均停刊,文章直到1974年物理学报复刊才发表出来。国外的德鲁杰拉(A. De Rujula)、乔奇(H. Georgi)、格拉肖(S.L. Glashow)于1975年和利普金(H.J. Lipkin)于1980年,也得到了这些质量关系式。这些科研,在物理学报、科学通报等国内刊物上发表了40余篇论文。虽然条件艰难,却也是科研上的一个锻炼。

1978年,随着调入南京大学天文系,我的科研方向转入天体物理,特别是高能天体物理,而罗辽复则转入生物物理。3年后,1981年6月,晋升为教授,1984年1月经国务院批准,任博士生导师。其间于1979~1995年任南京大学天体物理研究室主任。2003年7月调入中国科学院紫金山天文台,同年11月当选为中国科学院院士。

1966年与在同一学院任教的周精玉结婚。她1961年毕业于武汉大学化学系,曾是曾

昭掄先生的门生。1978年,她也一起调入南京大学,1987年晋升为化学系副教授。1990年应美国教授邀请先后访问了Lamar大学和Texas州立大学(在Austin),1996年回国。1999年12月11日在教育部、民盟中央、北京大学、武汉大学、中国科学院化学研究所、中国化学会和曾昭掄故乡湖南省湘乡市七个单位,在北京大学联合举行的“纪念曾昭掄诞辰100周年大会”上,应邀作为曾昭掄先生的学生代表作了题为《八年教诲、刻骨铭心》的报告。她对科学也很着迷。我在十分艰难的条件下所作的科研和教学就是在她的支持下走过来的。我们有两个儿子(轻锂、轻铀)和一个女儿(轻铈),他们从事微机应用、半导体器件和纳米材料方面的工作。

1982年起我成为国际天文联合会会员。1978~1993年连续当选为第五、六、七届全国人大代表。1985~1992年任中国天文学会第五、六届理事,1995~2002年再任第八、九届理事,并任中国天文学会第四和八两届高能天体物理专业委员会主任。1981年起,一直担任中国物理学会《物理学进展》刊物的副主编。最近又担任《物理》杂志编委。此外,还曾担任过《天文学报》、《天文学进展》、《中国物理快报》以及《科学》等刊物的副主编或编委,和许多其他学术兼职。不过,我的主要精力仍然放在科研和教学上。

1982年开始招收研究生。此后,我的科研主要是通过培养并带领研究生,特别是博士研究生,并进而建立了一个相当强的研究小组,从事高能天体物理,特别是 γ 射线暴和致密星物理等方面的研究,从业余性质转变为国家自然科学基金等项目。

开始招收的第一批研究生是硕士生。当时我从粒子物理转向天体物理不久,还很注意粒子物理,同时也很留心 γ 射线暴那样的高能现象。那时,我指导的第一批硕士生中,王青德研究的是中子星内奇异夸克核心在星体振荡中的作用。研究表明,随着星体振荡,星内物质密度疏密变化,非轻子夸克弱过程会极有效地耗散掉这种振荡能量。文章发表在1984年的国际杂志《物理快报B》上,首次指出,中子星内奇异物质的弱过程会使星体振荡能量在不到1秒的短时间内阻尼掉,表明奇异物质的体粘滞性比普通核物质要高许多个量级,是奇异物质最重要的动力学特征之一。这种强阻尼效应为寻找奇异星提供了有效途径。后来,我和我的学生又广泛地研究了奇异星的结构和各种观测效应,用核物质到奇异物质的相变解释 γ 射线暴和硬X射线暴等现象。

1985年开始招收博士研究生,研究方向相对比较宽广,包括宇宙学和高能天体物理等方面,冯珑珑、赵刚、赵永恒就是这段时间攻读博士学位的,他们已在多方面取得重要进展。随后的研究方向逐渐集中到高能天体物理上,特别是中子星、奇异星、脉冲星和 γ 射线暴等方面。

在积累了几年研究成果的基础上,1994年与博士研究生韦大明、宋黎明一起提出了脉冲星辐射级联过程的“代参数”概念。通常的级联过程是光子—电子对—光子—电子对这样一代一代发展下去的,因此,对于一个光子而言,“代”总是整数。“代参数”描写的是脉冲星的整体效果,因而可以是分数。它是描述脉冲星的一个新的特征参数。

γ 射线暴是我的一个比较重要的研究方向。20世纪80年代初我们就已经密切注意了这个方向。1984年关于奇异星振荡的强阻尼效应也是在寻找 γ 射线暴能源的探索过程中发现的。1990年我还曾出席过在美国新墨西哥(New Mexico)州陶斯(Taos)城召开的关于

γ 射线暴的国际会议。1991 年美国的康普顿 (Compton) 卫星成功升空, 其上的仪器 BATSE 发现了 γ 射线暴的各向同性分布, 暗示它们是宇宙学距离上的天体。1997 年 BeppoSAX 卫星发现 γ 射线暴的余辉导致了其距离的首次成功测定, 确认它们在宇宙学距离上, 使这个领域获得重大突破。我与戴子高、韦大明、黄永锋、王祥玉等紧紧抓住这个机遇, 集中研究了 γ 射线暴及其余辉的特征、起源和演化规律。

1998 年, 在研究一些 γ 射线暴的余辉时, 发现其环境不是通常认为的星际介质, 而是密度与距离平方成反比的星风介质。2000 年, 这个观点经 R.A. Chevalier 等人进一步发展, 星风模型现已成为当今的一个主流模型。1999 年, 我们在研究另一些 γ 射线暴时, 发现了密度远高于通常星际介质的致密环境。这两种环境均有力地支持了 γ 射线暴起源于大质量恒星塌缩的观点。近几年来, 起源于大质量恒星塌缩的观点已经得到越来越多的观测事实的支持。

1998 年我们的研究还指出, 通常的以极端相对论速度膨胀的火球模型不能正确地解释晚期余辉, 并于 1999 年提出了 γ 射线暴余辉动力学演化的统一模型, 可以解释火球膨胀从早期的极端相对论到晚期的非相对论的整个演化过程。凡帕拉基斯 (Van Paradijs) 等人在 2000 年的“天文和天体物理年评”《Ann. Rev. Astron. & Astrophys.》上撰文以 1.5 页的篇幅详细介绍了这个统一模型。近几年来, 我们还进一步详细研究了 γ 射线暴的多种环境效应、喷流机制、辐射能谱、能源机制以及 X 射线闪等的性质和规律。

总的说, 我们已在国内外学术刊物上发表论文 240 余篇, 并著有《从电子到夸克》、《宇宙—物理学的最大研究对象》等书。这些工作在国际上得到了广泛的重视, 已被他人文章引用 400 多篇次。

1978 年获全国先进科技工作者称号。1980 年《基本粒子理论和高能天体物理》获内蒙古自治区科技成果一等奖。1987 年《超新星遗迹和中子星研究》获国家自然科学三等奖。1992 年起获国务院颁发的政府特殊津贴。1996 年《奇异星及其观测效应的研究》获国家教委科技进步一等奖。1998 年《脉冲星辐射级联过程和代参数的研究》获教育部科技进步三等奖。2003 年《 γ 射线暴余辉和能源机制的研究》获教育部科技一等奖, 并于 2004 年 2 月获国家自然科学二等奖。

教学上, 言传身教, 教书育人, 注重基础和能力的培养, 特别着重于培养创新能力。已培养 9 名博士, 他们均在国内服务, 在各自的岗位上挑起了重担。其中 3 人获国家杰出青年科学基金(总理基金), 3 人获科学院百人计划资助, 1 人获中国青年科学家奖, 1 人获中国青年科技奖, 1 人*主持国家创新研究群体科学基金项目, 1 人被聘为长江计划特聘教授, 1 人**获全国优秀博士学位论文奖, 3 人为创新工程首席研究员, 1 人任国家天文台副台长, 1 人任国家重大工程 LAMOST 的总经理, 他们往往一个人兼有若干项。

几十年的工作和生活, 深深体会到, 无论做什么, 首先在于做人。因此, 品德高尚, 作风正派, 作事认真, 待人诚恳等等, 都是首要的要求。虽然曾经遇到过动荡和不安, 但毕竟获得了几十年从事科研和教学的安定环境。我有许多很好的老师、同事和朋友, 也有许多很好的学生。无论我到什么地方, 总有不少朋友和学生帮助我、关心我, 给我很多欢乐和宽慰, 是我所非常幸运的。我也曾遇到过一些人为的障碍, 造成了我不少困难和麻烦,

自述

但我总把它看作激励我奋斗的动力，使我一直保持着奋发的心态。人生总是在不断地奋斗，不断地进取。真是活到老，学到老，奋斗到老。

（此稿曾于 2004 年 2 月提交中国科学院院士工作局）

*主持国家创新研究群体科学基金项目的人数 2005 年增至 2 人。

**获全国优秀博士学位论文奖的人数 2004 年增至 2 人。

当代天体物理及相关物理前沿

——贺陆埏教授七十华诞

责任编辑／赵 晖

封面设计／付小鹏

责任印制／安利平

ISBN 7-5046-4107-3



9 787504 641076 >

ISBN 7-5046-4107-3

P·79 定价:68.00 元